

## Feldelektronenemission und Gasadsorption.

Von F. KIRCHNER, Köln,

unter Mitarbeit von H. KIRCHNER.

Mit 7 Textabbildungen.

(Eingegangen am 22. April 1953.)

### Einleitung.

Läßt man auf eine Metalloberfläche ein genügend starkes elektrisches Feld einwirken, dann kann eine der Feldstärke sehr rasch zunehmende Anzahl Elektronen die Potentialschwelle, die unter gegebenen Verhältnissen den Austritt der Leitungselektronen verhindert, passieren und aus der Metalloberfläche austreten. Diese „Feldelektronenemission“ hat sich, wie E. W. MÜLLER [1] gezeigt hat, besonders an dünnen Wolframdrähten beobachten lassen, die am Ende zu einer sehr feinen Spitze abgeätzt sind; der Krümmungsradius am vorderen Ende einer solchen Spitze läßt sich nämlich so klein machen, daß schon eine Spannung von wenigen Tausend Volt genügt, um die Feldstärke an der Spitze auf die für die Beobachtung der Feldelektronenemission notwendige Höhe (zehn bis hundert Megavolt pro cm) zu bringen.

Die Feldelektronenemission hängt, ebenso wie die thermische Elektronenemission, entscheidend vom Abstand der Oberfläche ab; ihre Untersuchung an dünnen Metalloberflächen ist daher nur bei so hohem Abstand möglich, daß keine Störungen durch Addition von Restgas- oder -dampfresten an der emittierenden Oberfläche auftreten. Andererseits verleiht aber das Studium des Einflusses von adsorbierten Gasen und Dämpfen auf die Feldelektronenemission interessante Aufschlüsse über die Natur und den Ablauf der Adsorptionsprozesse selbst, die hier nur bei sehr hohen Temperaturen, wie im Falle der LANGMUIRSchen Arbeiten [2] über den Einfluß adsorbierter Gase auf die thermische Elektronenemission, sondern auch bei gewöhnlicher Temperatur und darüber hinaus auch an verschiedenen Metalloberflächen, -kanten und -ecken beobachtet und untersucht werden können.

### Versuchsanordnung.

Das Prinzip der benutzten Versuchsanordnung ist in Abb. 1 ersichtlich. Von der von E. W. MÜLLER benutzten unterscheidet sie sich insofern, als hier die Anode nicht eine Ringelektrode oder der Leuchtschirm benutzt wird, sondern ein engmaschiges Drahtnetz. Im Laufe der Versuche hatte sich ergeben, daß störende Aufladungen des Leuchtschirms unvermeidlich sind, wenn man den Abstand nicht mit einem leitenden Metallüberzug vergrößert. Bei den hier in Frage kommenden Beschleunigungsspannungen von wenigen Tausend oder einigen Hundert Volt war aber zu befürchten, daß ein solcher Metallüberzug zu einem beträchtlichen Potentialverlust führen würde; es wurde deshalb ein engmaschiges Drahtnetz als Zwischenanode zu verwenden. Die Verwendung eines

Netzes hat sich gerade bei Spitzen mit sehr kleinem Krümmungsradius, an denen die Feldemission schon bei entsprechend niedriger Betriebsspannung auftritt, in zweifacher Hinsicht als nützlich erwiesen: Erstens werden Störungen durch die unkontrollierbare Aufladung des Leuchtschirms vermieden, so daß die Beschleunigungsspannung zwischen Spitze und Anode, die das für die Elektronenemission verantwortliche Spitzenfeld bestimmt, einwandfrei definiert ist und genau gemessen werden kann.

Zweitens kann zwischen Netz und Leuchtschirm ein Nachbeschleunigungsfeld angelegt werden; hierdurch wird auch die Untersuchung von solchen Spitzen ermöglicht, die infolge ihres extrem kleinen Krümmungsradius zwar schon bei sehr niedrigen Anodenspannungen einen beträchtlichen Elektronenemissionsstrom liefern, deren Untersuchung in der bisherigen einstufigen Anordnung aber wegen der rasch abnehmenden Empfindlichkeit des Leuchtschirms und wegen der erforderlichen Überbelastung der Spitze infolge der zu hohen Stromdichte des Emissionsstroms auf Schwierigkeiten stößt.

Um den Durchgriff des Nachbeschleunigungsfeldes und seinen Einfluß auf das Emissionsfeld an der Spitze möglichst niedrig zu halten und um etwaige Störungen des Leuchtschirmbildes durch die Netzstruktur zu vermeiden, ist es zweckmäßig, ein sehr feinmaschiges Netz zu verwenden.

Auch für die Verwendung der Feldemission zur Elektronenmikroskopie, also für das „Feldelektronenmikroskop“, dürfte die Nachbeschleunigungsmethode mit Hilfe einer dazwischen geschalteten Netzelektrode von Vorteil sein, wenn man zur Steigerung des Auflösungsvermögens mit möglichst kleinem Spitzenradius zu arbeiten wünscht. Störungen durch die Netzstruktur braucht man dabei nicht zu befürchten; sie können nämlich dadurch vermieden werden, daß man durch passende Wahl der Elektrodenabstände und Maschenweite dafür sorgt, daß die Periode des Netzbildes auf dem Leuchtschirm genügend klein gegenüber dem Durchmesser des „Zerstreuungskreises“ bleibt.

Wenn die Nachbeschleunigungsspannung erheblich größer ist, als die zwischen Spitze und Netz liegende Primärspannung, dann tritt allerdings eine gewisse Schwierigkeit infolge der elektrostatischen

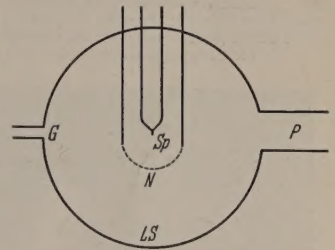


Abb. 1.  
Schema der Versuchsanordnung.  
(Sp: Wolframspitze, LS: Leuchtschirm,  
N: Netz, G: Gaszuführung,  
P: zur Pumpe bzw. Kühlfalle).



Linsenwirkung der einzelnen Maschen des Netzes auf, die bekanntlich umso stärker wird, je größer der Unterschied der Feldstärken zu beiden Seiten des Netzes ist. Diese Linsenwirkung führt zu stö-

werden, in dem am Netz die Feldstärke nun herrscht.

Die Zuleitungen zu den Elektroden wurden in der bei Glühlampen üblichen Weise in Glaskolben<sup>1</sup> ein-

Abb. 3—6. Emissionsbilder von sauerstoffbeladenen Wolframspitzen bei verschiedener Orientierung des Kristallgitters.



Abb. 2. Feldelektronenemission einer sauerstoffbeladenen Wolframspitze. Rechts und links: Oktaederflächen (111); oben und unten: Würfel-  
flächen (002); in der Mitte: Normale zur  
Rhombendodekaederfläche (011).



Abb. 3. Oktaederfläche vorn, symmetrisch  
dazu 3 Würfel-  
flächen.

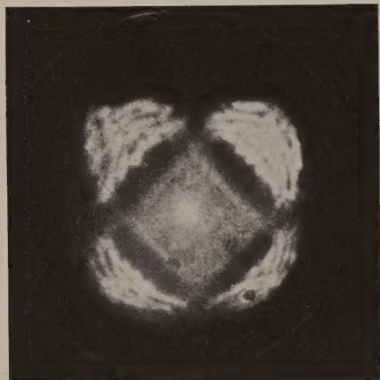


Abb. 4. Würfel-  
fläche vorn, symmetrisch  
dazu 4 Oktaederflächen.

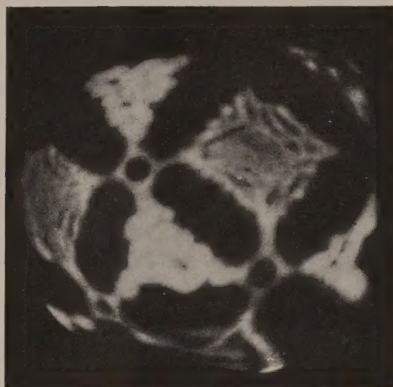


Abb. 5. Verschiedene Oktaeder-  
und Würfel-  
flächen.



Abb. 6. Sauerstoffbeladene Wolframspitze.

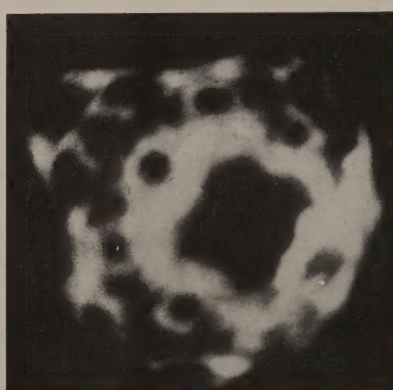


Abb. 7. Emissionsbild der gleichen Wolframspitze  
und bei gleicher Orientierung wie in Abb. 6 nach  
Überschreitung der kritischen Temperatur.  
(Kristalloberfläche nur noch teilweise  
mit Sauerstoff beladen.)

renden Überschneidungen der auf dem Leuchtschirm entstehenden einzelnen Maschenbilder der Spitze, wenn das Verhältnis der Nachbeschleunigungsspannung zur Primärspannung zu groß wird. Diese prinzipielle Schwierigkeit läßt sich aber dadurch umgehen, daß man statt der konstanten Beschleunigungsfelder hochfrequente Wechselfelder verwendet und dafür sorgt, daß die Maschen des Netzes von den Feldelektronen gerade in dem Zeitpunkt passiert

werden, in dem am Netz die Feldstärke nun herrscht. Die Zuleitungen zu den Elektroden wurden in der bei Glühlampen üblichen Weise in Glaskolben<sup>1</sup> ein-

geschmolzen, die unter Zwischenschaltung einer mit flüssiger Luft gekühlten Kühlfalle mit Hilfe von Quecksilberdiffusionspumpen evakuiert und im elektrischen Ofen bei 350 bis 400° C ausgeheizt werden konnten.

Die Gase und Dämpfe werden Adsorption an der Oberfläche einer Wolframkristallspitze mit Hilfe der Feldelektronenemission untersucht werden sollte, wurden bei laufender Diffusionspumpe aus einem Vorratskolben durch eine enges Kapillare ganz kurze Zeit zu gelassen; der im Entladungsröhre herrschende Druck betrug dabei nur wenige Tausendstel Millimeter Hg.

#### Versuchsergebnisse.

Die Adsorption von Gasen und Dämpfen beeinflusst, was zu erwarten war, die Feldelektronenemission von Wolframkristallspitzen in verschiedener Weise. Besonders eigenartige Emissionsbilder lieferten die Adsorptionsversuche mit Sauerstoff, über die hier kurz berichtet werden soll.

Das Emissionsbild von reinen Wolfram-Einkristallspitzen, deren Oberfläche bei genügend starkem Glühen infolge der Oberflächenspannung die Form einer Halbkugel oder eines Rotationsparaboloids anzunehmen scheint, ist nach den Versuchen von E. W. MÜLLER dadurch charakterisiert, daß die Durchstoßpunkte der Normale der am dichtesten benetzten Netzebenen — (011), (111), (002), (112) — auf dem Leuchtschirm dunkel erscheinen; senkrecht zu diesen Netzebenen — insbesondere in den Richtungen [011] und [112] — ist die Emission also beson-

ders gering. Dagegen treten die Umriss der Kristallflächen nach den bisherigen Versuchen an reinen Wolframspitzen überhaupt nicht auf; dies kann man als eine Bestätigung dafür ansehen, daß die Oberfläche einer solchen Spitze nach genügender

<sup>1</sup> Die Glaskolben, Einschmelzfüße und der verwendete Wo-Draht wurden uns in dankenswerter Weise von der Radium-Elektrizitäts-GmbH. in Wipperfurth zur Verfügung gestellt.



kem Ausglühen wirklich annähernd eine Kugel-  
ne ist.

Einen ganz anderen Charakter der Feldemissions-  
er aber erhält man, wenn man eine Wolfram-  
kristallspitze mit Sauerstoff belädt — dazu ge-  
t ein ganz kurzzeitiges Einlassen einer sehr ge-  
gen Menge Sauerstoff — und dann auf schwache  
mittlere Rotglut bringt (Abb. 2—6).

Die Durchstoßpunkte der Normalen der (011)-  
nen sind zwar auch jetzt im allgemeinen noch  
kel; die dunklen Flecken im Emissionsbild, die  
Normalen der übrigen Flächen entsprechen  
(1, 002, 112), sind aber jetzt ganz verschwunden.  
ür treten nun die (111)-Ebenen und in etwas  
wächerer Intensität (vgl. unten) auch die (002)-  
enen, also die Oktaeder- und Würfflächen, als  
ichen bevorzugter Emission in Erscheinung;  
durch entsteht der Eindruck, daß die Kristall-  
ze jetzt im wesentlichen von Würfel- und Okta-  
flächen begrenzt ist, abgesehen von den Ecken,  
denen je 2 Würfflächen und 2 Oktaederflächen  
ammenstoßen und die durch Rhombendode-  
derflächen (011) abgeplattet zu sein scheinen,  
l von den Kanten, in denen je eine Würffläche  
einer Oktaederfläche zusammenstößt und die  
ch (112)-Ebenen abgeplattet sein können.

Bei normaler Temperatur und auch noch bei  
wacher Rotglut ist, *cet. par.*, die Emission der  
taederfläche wesentlich stärker als diejenige der  
rffläche; dies bedeutet offenbar, daß die Austritts-  
eit aus der sauerstoffbeladenen Würffläche größer  
als diejenige aus der sauerstoffbeladenen Oktaeder-  
e. Mit zunehmender Temperatur und auch mit  
ehmender Feldstärke nimmt aber die Emission  
Würffläche erheblich schneller zu als diejenige  
Oktaederfläche, so daß der Kontrast zwischen den  
den Flächen immer geringer wird; dieser Befund  
eint mit der allgemeinen wellenmechanischen  
eorie [3] im Einklang zu sein, vorausgesetzt, daß  
beobachtete Intensitätsunterschied der Emission  
den beiden Flächen tatsächlich durch einen Unter-  
ied in der Größe der Austrittsarbeit bedingt ist.

Bei den oben besprochenen Versuchen und bei  
a Emissionsbildern der Abb. 2—6 handelte es sich  
Kristallspitzen, bei denen offenbar die gesamte  
erfläche des Kristalls mit einer zusammenhängen-  
Schicht von Sauerstoff bedeckt war. Steigert  
n nämlich die Temperatur der Spitze über eine  
visse kritische Temperatur hinaus, dann ändert  
n plötzlich die Struktur des Emissionsbildes  
b. 7), und gleichzeitig steigt der Gesamtmissions-  
om beträchtlich an. Das neue Emissionsbild  
l der verstärkte Emissionsstrom bleiben auch  
n erhalten, wenn man nach der „Umwandlung“  
der Temperatur der Spitze wieder unter die  
tische Temperatur heruntergeht. Im neuen  
missionsbild treten — ähnlich wie bei reinen oder  
weise mit aufgedampftem Barium bedeckten  
lframspitzen — außer den [011]-Richtungen auch  
der die [111]- und [112]-Richtungen als dunkle  
cken in Erscheinung. Besonders bemerkenswert  
die Umkehrung der Intensitätsverhältnisse an der  
rffläche und ihrer Berandung: während in Abb. 6  
Würffläche hell erscheint und durch einen breiten  
nklen Rand von den benachbarten Oktaeder-

ebenen getrennt ist, hat die Emission der Berandung  
der gleichen Würffläche nach der Umwandlung des  
Bildes so stark zugenommen, daß nun in Abb. 7 die  
Berandung wesentlich heller erscheint als die Würff-  
fläche selbst.

Die am nächsten liegende Erklärung für die be-  
obachtete Umwandlung des Emissionsbildes ist wohl  
die folgende: Beim Überschreiten einer bestimmten  
kritischen Temperatur wird die anfangs zusammen-  
hängende Schicht, mit der die Kristalloberfläche be-  
deckt war, plötzlich zerstört, so daß wir es nach der  
„Umwandlung“ nur noch mit einer teilweisen Be-  
deckung zu tun haben. Da die Austrittsarbeit an den  
offenen oder nur teilweise bedeckten Stellen kleiner  
ist, als bei vollständiger Bedeckung der Oberfläche,  
wird auch der starke Anstieg der Gesamtmission  
verständlich. Im Einklang mit dieser Vorstellung  
ist schließlich auch die Tatsache, daß die Konturen des  
Emissionsbildes nach der Umwandlung — infolge  
der unregelmäßigen Verteilung bei der teilweisen Be-  
deckung — unscharf und unregelmäßig geworden  
sind, im Gegensatz zu den schön regelmäßigen und  
teilweise auch scharf begrenzten Emissionsbildern  
der Abb. 2 bis 6.

#### *Zusammenfassung.*

Die Beobachtungsbedingungen für die Feld-  
elektronenemission aus feinen Kristallspitzen werden  
durch Anbringung eines feinmaschigen Drahtnetzes  
zwischen Spitze und Leuchtschirm und seine Ver-  
wendung als Anode oder als Zwischenelektrode für  
die Nachbeschleunigung verbessert.

Beim Studium des Einflusses der Adsorption von  
Gasen und Dämpfen auf die Feldelektronenemission  
wird eine eigentümliche Umwandlung des Emissions-  
bildes von Wolframspitzen mit adsorbierten Sauer-  
stoffschichten beobachtet, wenn die Temperatur der  
Spitze über eine gewisse kritische Temperatur hinaus  
gesteigert wird. Vor der Umwandlung sind die  
Oktaederflächen, und mit etwas geringerer Intensität  
auch die Würfflächen, die Gebiete stärkster Elek-  
tronenemission, während zwischen diesen Flächen  
mehr oder weniger breite Streifen frei bleiben (vgl.  
die Abb. 2 bis 6). Nach der Umwandlung zeigt das  
Emissionsbild Ähnlichkeit mit dem Emissionsbild  
reiner Wolframspitzen, bzw. solcher Wolframspitzen,  
die teilweise mit aufgedampften Metallatomen (z. B.  
Barium) bedeckt sind: die Normalenrichtungen auf  
den am dichtesten besetzten Netzebenen (011, 111,  
002, 112) erscheinen als dunkle Flecke auf dem Leuch-  
schirm, sind also die Richtungen der schwächsten  
Elektronenemission. Als naheliegendste Deutung  
wird angenommen, daß die Kristalloberfläche vor der  
„Umwandlung“ mit einer zusammenhängenden Sauer-  
stoffschicht bedeckt ist, und daß nachher nur noch  
eine teilweise Bedeckung vorliegt, bei der die Aus-  
trittsarbeit z. T. erheblich kleiner geworden ist.

**Literatur.** [1] MÜLLER, E. W.: Z. f. Phys. 103, 734 (1936);  
106, 541 (1937); 108, 668 (1938); 120, 261 u. 270 (1943);  
(1943); 126, 642 (1949); Z. Naturf. 5a, 473 (1950); DRECHSLER, M.  
u. E. W. MÜLLER, Zeitschr. f. Phys. 134, 208 (1953). — [2] LANG-  
MUIR, I.: Phys. ZS. 15, 516, 1914; Journ. Am. Chem. Soc. 35,  
105, 1913. — [3] vgl. SOMMERFELD, A. u. A. BETHE im Hand-  
buch der Physik Bd. 24/2, S. 19.

Prof. Dr. F. KIRCHNER, Köln.



# Über die Abbildungstreue von Lackabdrucken für elektronenmikroskopische Beobachtungen

Von BENEDICT DEUBNER, HEINZ KIMMEL\* und WALTER ROLLWAGEN,, München.

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 25. März 1953.)

Das TOLANSKY-Verfahren der Lichtoptik gibt uns in der Tiefendimension ungefähr das gleiche Auflösungsvermögen wie das Elektronenmikroskop in der Bildebene. Damit ist die Möglichkeit gegeben, die Frage der Abbildungstreue von Lackabdrucken teilweise mit lichtoptischen Methoden zu beantworten. Wir werden im folgenden sehen, daß durch die Kombination lichtoptischer und elektronenoptischer Ergebnisse quantitative Aussagen möglich sind.

## Herstellung und Vermessung der Objekte.

Als Testobjekt erwies sich eine Stufe auf ebener Unterlage als geeignet. Bei gut gelungenen Objekten fallen laterale Verzerrungen nicht ins Gewicht; als einzige Meßgröße tritt die Stufenhöhe auf, die nach TOLANSKY lichtmikroskopisch bestimmt werden kann. Für eine zusätzliche elektronenmikroskopische Abbildung muß die Stufe des Lackabdrucks über die Bohrung des Objektträgers gebracht werden. Man kann darauf verzichten, eine bestimmte Stelle der Stufe mit dem Objekt zu vergleichen, wenn die Stufenhöhe gut konstant ist, und hat so für die Fixierung auf dem Netzplättchen wenigstens nur eine Koordinate genau zu justieren. Es bewährt sich, derartige Stufen durch Aufdampfen einer Schicht im Vakuum mit scharfer Schattengrenze herzustellen. Als Schattengeber eignen sich vorzüglich Leimfäden, die beim Aufbringen auf eine Glasunterlage halbkreisförmig auslaufen<sup>1</sup>. Durch das Ziehen der Fäden heilen anfangs vorhandene Unebenheiten von selbst aus. Die Leimfäden lassen sich nach der Bedampfung mühelos abziehen. Die so entstandenen Schattengrenzen erscheinen bei 850facher Vergrößerung noch vollkommen scharf. Abb. 1 zeigt das Interferogramm zweier Stufenpaare, bei denen für das Stufenmaterial Kryolith verwendet wurde, das für die lichtmikroskopische Messung zusätzlich mit Aluminium bedampft war. Die Auswertung erfolgte an Hand der Linienprofile, die entlang der Versetzungskante mit einem Zeiß-Schnellphotometer aufgenommen wurden.

## Vermessung der Abdrucke.

Die lichtoptisch vermessenen, nach dem üblichen Lack-Gelatine-Verfahren hergestellten Abdrucke wurden zunächst gleichfalls halbdurchlässig mit Al verspiegelt. Wären sie vollkommen objektreu, so müßten die Linienversetzungen ihrer Interferogramme dem Betrag nach mit denen der Objekte übereinstimmen. Nach Abb. 2 ist das keineswegs der Fall. Die Aufnahmen zeigen überhaupt keine Linienversetzung mehr, lediglich eine Unterbrechung der Interferenzlinien entlang der Stufenkanten. Auf beiden Seiten der Unterbrechung hat somit der Lack — entgegen dem Objekt — die gleiche Dicke, so daß in diesen Bereichen keine Stufe mehr nachgewiesen werden kann, d.h. daß sich der Einflußbereich einer Stufe soweit erstreckt, wie die Interferenzlinien unterbrochen sind. Für die

Länge der Unterbrechung wurden Werte von 6–7  $\mu$  gemessen. (Da durch die Art der Präparation die Unterbrechung eher einmal vergrößert als verkleinert sein dürfte, wurde den kleinen Werten die größere Genauigkeit zugeschrieben.)

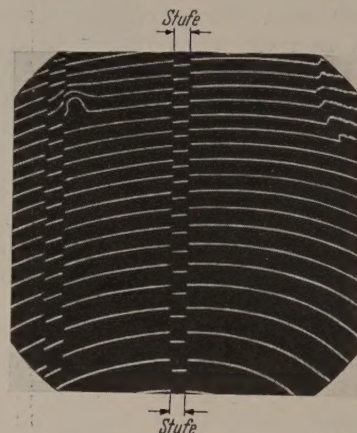


Abb. 1. Interferogramm zweier Stufenpaare.

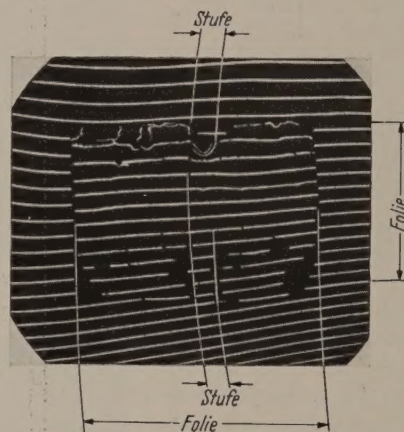


Abb. 2. Interferogramm eines Lackabdrucks.

## Deutung der Verformung des Lackabdrucks.

Abb. 3 deutet nach unserer Ansicht zwanglos das Meßergebnis. Der bei der vorliegenden Präparation noch etwas elastische Lack legt sich vollkommen an den Träger an. Dadurch muß die dem Objekt zugekehrte Lackoberfläche die dargestellte Form annehmen. Diese Vorstellung wurde elektronenmikroskopisch geprüft. Untersucht man dafür unbedampfte Stufen im Abdruck, so entstehen die Kontrastunterschiede nur durch die verschiedenen Lackdicken. Bei schräg bedampften Aufnahmen hingegen überlagern sich die Effekte der Aufdampfschicht und der Lackdicke. Es genügt in diesem Zusammenhang zu bemerken, daß die Photometerkurven der elektronenmikroskopischen Aufnahmen

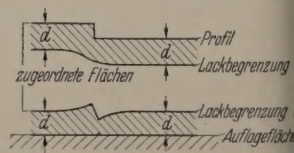


Abb. 3. Schema der Verformung des Abdrucks.

\* Auszug aus der Diplomarbeit H. KIMMEL.

<sup>1</sup> BURKHARDT, H. und H. MOSER: Optik 9, 163 (1952).



pen mitgeteilten Vorstellung nicht widersprechen  
daß aus der Schattenbreite quantitative Aus-  
über diese Extremwerte für die Stufenhöhe  
den Böschungswinkel gemacht werden können.

Quantitative Auswertung.

ir den Versuch einer quantitativen Auswertung  
(IMMEL) stehen folgende Ergebnisse zur Ver-  
g:

Der Einflußbereich einer Stufe.

Gleiche Lackdicken außerhalb des Einfluß-  
bhs.

Die Oberflächenform (qualitativ).

Extremwerte für Stufenhöhe und Böschungs-  
el.

ei einem Mäanderprofil, dessen Periode größer  
ls der doppelte Einflußbereich einer einzelnen  
, werden also nur die Teile des Objektes voll-  
ig abgebildet, die zum Einflußbereich einer Stufe  
en. Das ganze Objekt wird erst vollständig ab-  
bet, wenn seine Periode kleiner als dieser doppelte  
ußbereich ist. Geht die Periode gegen immer  
ere Werte, so konvergiert die Treue der Abbildung  
er mehr gegen den Idealfall, da die freie Lack-  
fläche zwischen den einzelnen Stufen nicht mehr  
len kann. Der Böschungswinkel wird sich um so  
90° nähern, je kleiner die Höhe der senkrechten  
des Objekts ist. Diese Feststellungen sind fol-  
er Aussage äquivalent: Die Objektstreue ist eine  
tion der Fourier-Wellenlänge und -Amplitude  
Objekts. Die Lackeigenschaften treten dabei als  
meter auf. Für kleine Objekthöhen wird die Ab-  
ng nur noch eine Funktion der Wellenlänge. Der  
ruck ist somit in erster Näherung vollkommen  
mmt, wenn die Lackdicke als Funktion des Ortes  
ben ist. Diese Funktion ist mit  $f_1(x)$ , die ent-  
hende des Objekts mit  $f_0(x)$  bezeichnet. Wenn  
ner Fourier-Wellenlänge  $\lambda$  eine Frequenz  $\omega = \frac{2\pi}{\lambda}$   
iert wird, kann man die Funktionen darstellen  
er Form

$$f_i(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_i(\omega) \cdot e^{i\omega x} \cdot d\omega \cdot$$

Funktion  $S(\omega) = \frac{\varphi_1(\omega)}{\varphi_0(\omega)}$  ist die zu bestimmende  
uenzcharakteristik.

Damit das Fourierintegral konvergiert, wählt man  
kmäßig ein Objekt, das aus zwei Stufen besteht

$$f_0(x) \begin{cases} 0 & \text{für } x < -a \\ c & \text{,, } -a \leq x \leq +a \\ 0 & \text{,, } x > +a \end{cases}$$

ei gleich dem Einflußbereich einer Stufe. Mit der  
ahme, daß sich jede Stufe in der Mitte ihres  
ußbereichs befindet, stoßen bei  $x=0$  die beiden  
iche gerade aneinander. Es ergibt sich also fol-  
er Verlauf der Lackoberfläche: Von  $-\infty$  bis  
 $a$  ist die Oberfläche horizontal, fällt von  $-2a$  bis  $0$   
die Grabentiefe  $h$  ab, um sich auf der positiven  
e spiegelbildlich fortzusetzen. Da die Oberfläche  
 $x=0$  und  $x=\pm 2a$  eine horizontale Tangente  
liegt es nahe, sie zwischen  $x=+2a$  und  $x=-2a$   
h eine Cosinus-Funktion darzustellen. Der Fehler,

der dabei begangen wird, kann nur auf die höheren  
Frequenzen von Einfluß sein, denn wie der Verlauf  
auch im Einzelnen sein mag, es dominiert auf alle  
Fälle ein Cosinus mit der Periode  $4a$ .

Für die gesuchte Frequenzcharakteristik ergibt  
sich:

$$S(\omega) = \frac{\varphi_1(\omega)}{\varphi_0(\omega)} = 1 - \frac{\pi^2}{\pi^2 - 4a^2\omega^2} \cdot \cos \omega a.$$

Da auf Grund der Interferenzlinienunterbrechung  
 $a \approx 3(\mu)$  gesetzt werden muß, sei, um einfacher  
rechnen zu können,  $a = \pi$  gesetzt. Mit diesem Wert  
für  $a$  ist nachfolgend für einige  $\omega$  das zugehörige  $S(\omega)$   
angegeben.

$\omega [\mu^{-1}]$	$S(\omega)$	$\omega [\mu^{-1}]$	$S(\omega)$
0.0	0.00000	0.9	0.57542
0.05	0.00235	1.0	0.66667
0.1	0.00930	1.5	1.00000
0.2	0.03688	2.0	1.06667
0.3	0.08158	2.5	1.00000
0.4	0.14162	3.0	0.97143
0.5	0.21460	3.5	1.00000
0.6	0.29768	4.0	1.01587
0.7	0.38771	4.5	1.00000
0.8	0.48139	5.0	0.98990

Die Kurve oszilliert von  $\omega=1,5$  an asymptotisch um  
den Wert  $S=1,0$ . Aus physikalischen Gründen darf  
sie natürlich den Wert 1 nicht überschreiten. Dieser  
Fehler bei größerem  $\omega$  ist, wie erwartet, durch den

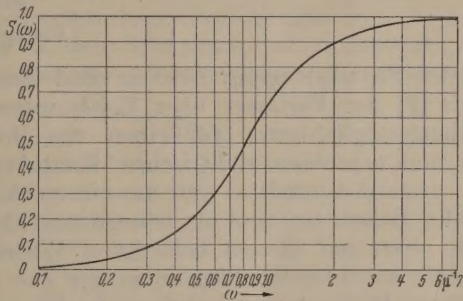


Abb. 4. Frequenzcharakteristik des Lackabdrucks.

Cosinus-Ansatz bedingt. Es liegt nun nahe, die Kurve  
bei der Ordinate  $S=0,5$  abzuberechnen und sie im  
logarithmischen System an diesem Punkt zu spiegeln.  
Es resultiert dann ein Verlauf, gegen den aus physi-  
kalischen Gründen nichts mehr einzuwenden ist.  
Abb.4 zeigt diese korrigierte Kurve, die analytisch  
gegeben ist durch

$$S(\omega) = \begin{cases} 1 - \frac{\pi^2}{\pi^2 - 4a^2\omega^2} \cos \omega a & [\omega a \leq 0,82 \pi] \\ \frac{\pi^2}{\pi^2 - 4a^2\frac{c^2}{\omega^2}} \cdot \cos \frac{c}{\omega} a & [\omega a \geq 0,82 \pi]. \end{cases}$$

Dabei ist  $c = \frac{0.67 \pi^2}{a^2}$ .

In dem Parameter  $a$  sind die Lackeigenschaften  
enthalten. Soll ein anderer Wert als  $\pi$  eingesetzt wer-  
den, so braucht die Kurve nur als starres Gebilde im  
logarithmischen System parallel verschoben zu werden.  
Die neue Lage der Kurve gewinnt man am besten  
daraus, daß  $S=0,5$  erfüllt sein muß für  $\omega = \frac{0.82 \pi}{a}$ .

Die Frequenzcharakteristik scheint unabhängig  
von der Lackdicke zu sein. Das wird aber nur da-  
durch vorgetäuscht, daß bei den Messungen die Dicke



nicht allzu stark variiert werden konnte. Die Foliendicke durfte ja nur solche Werte annehmen, die für die Elektronenmikroskopie zulässig sind. Auf Grund hier nicht mitgeteilter, theoretischer Betrachtungen kann jedoch gesagt werden, daß sich die Treue des Abdrucks mit zunehmender Foliendicke verbessert, die Frequenzkurve also zu kleineren  $\omega$ -Werten hin verschoben wird.

Für die vorliegende Art der Präparation kann man bei bekanntem Objekt sagen, wie der Abdruck aussehen wird. Es kann jedoch nicht aus dem langwellenfreien Abdruck auf das Fehlen oder Vorhandensein solcher Komponenten im Objekt geschlossen werden.

Bei mechanischer und thermischer Beanspruchung des Abdrucks kann ein „Ausheilen“ feiner Einzelheiten, also ein Absinken der Frequenzkurve bei den höheren Frequenzen eintreten. Das bleibt bei dieser Betrachtung unberücksichtigt. Auch wenn dieses „Ausheilen“ nicht eintritt, bleibt die Kurve selbstverständlich nicht *ad infinitum* bei  $S=1$ , sondern sinkt noch im Auflösungsbereich des Elektronenmikroskops wieder ab.

### Zusammenfassung.

Testobjekte wurden hergestellt und nach TOLANSY vermessen. Lackabdrucke davon wurden ebenfalls nach TOLANSKY vermessen und außerdem noch elektronenmikroskopisch<sup>1</sup> untersucht. Es zeigte sich, daß die gewählte Präparationsart eine Stufe im Objektiv nur in einem begrenzten Bereich auf dem Lackabdruck nachweisbar ist. Die Objektstreue wächst in einem großen Bereich mit zunehmender Feinheit der Objektstrukturen. Daraufhin wurde die Theorie aufgestellt, daß die Abbildungsstreue als Funktion der Fourier-Wellenlänge des Objektes dargestellt werden kann. Dieser Fourier-Wellenlänge wurde eine Frequenz zugeordnet und die abbildungsvermittelnde Frequenz charakteristisch aus den Meßergebnissen berechnet.

Studienassessor BENEDICT DEUBNER,  
Dipl. Phys. HANS KIMMEL, Prof. Dr. WALTER ROLLWAG  
Institut für Elektromedizin und Elektronentechnik  
der Universität München.

<sup>1</sup> Die Untersuchungen wurden ermöglicht durch die teilweise Überlassung eines EM8. Wir danken den *Südd. L. Mosbach* für diese Hilfe.

## Eine Methode zur Verstärkung von extrem kleinen Thermospannungen [1].

Von WERNER KROEBEL, Kiel.

Mit 6 Textabbildungen.

(Eingegangen am 16. März 1953.)

Auf der Physikertagung 1950 in Bad Nauheim berichtete [2] der Verfasser über Erfahrungen und Verwendungsmöglichkeiten für einen von ihm erdachten und erprobten elektrischen Kontaktunterbrecher. Hierbei handelt es sich um ein mechanisch arbeitendes Relais, bei dem als bewegliches Element für einen starr auf diesem befestigten Edelmetallkontakt ein sogenannter Biegeschwinger aus piezoelektrischem Material verwendet wird. Ein solches in einer bewährten Ausführung in der Zeitschrift für Physik beschriebenes „Kristallkontaktrelais“ [3] hat vor den üblicherweise verwendeten elektromagnetisch betriebenen meist polarisierten Relais einige für die Umwandlung von Gleich- in Wechselspannungen entscheidende Vorzüge.

Bei der Verwendung von polarisierten Relais für den genannten Zweck treten nämlich durch das Streufeld der Antriebsspule und durch die mechanische Bewegung der Kontaktzunge in dem starken Magnetfeld des Unterbrechers Induktionsspannungen als Störspannungen im Eingangskreis auf. Sie lassen sich zwar durch geeignete magnetische Abschirmungen vermindern, aber für die Messung extrem kleiner Spannungen nicht ausreichend beseitigen und liegen ihrer Größe nach auch bei günstigster Abschirmung weit über dem Wärmerauschen der angeschlossenen Leitungskreise. Beim Kristallkontaktrelais entfällt demgegenüber diese Störspannungsquelle wegen seiner gänzlich anderen Arbeitsweise und Konstruktion. Andererseits können die bei offener Bauweise kapazitiv auf die Kontakte übertragenen Störungen von den für seinen Betrieb benötigten Spannungen durch einen geeigneten Aufbau von dem Kontakttraum und seinen Zuleitungen durch elektrostatische Abschirmung vollständig ferngehalten werden. Der neue Unterbrecher

ist daher als Umwandlungsorgan von Gleich- in Wechselspannungen zur Messung elektromotorischer Kräfte im besonderen mit extrem hochohmigen Innenwiderständen geeignet.

Indessen können bei ihm, wie die Erfahrung zeigt, Störspannungen zustande kommen, wenn un geeignete Isoliermaterialien für die Kontakte verwendet werden. Sie haben ihre Ursache in dem Auftreten von elektrischen Spannungen an periodisch druckbeanspruchten Nichtleiterstoffen. Dieser Effekt wurde besonders groß gefunden bei Bernstein, Trolit und dergleichen Substanzen. Er ist hingegen zu vernachlässigen bei harten keramischen Massen und kann bei einer passenden konstruktiven Gestaltung des Kontaktträgers als Störspannungsquelle außer Betracht bleiben.

Ein weiterer Vorzug des Kristallkontaktunterbrechers ist darin gelegen, daß er je nach Ausführung der Biegeschwinger, nach Wahl der Substanzart und der Kristallgröße für alle Unterbrecherfrequenzen von Bruchteilen eines Hz bis zu mindestens 20 kHz verwendet werden kann. Bei Schwingfrequenzen über etwa 800 Hz zeigt er jedoch einige durch besonders stabiles Arbeiten ausgezeichnete Frequenzbereiche. So im Gebiet um 1500 Hz, um 4000 Hz um 6000 Hz und an anderen Stellen der Frequenzskala. Diese Frequenzgebiete liegen um so höher, je kleiner die Biegeschwinger in Bezug auf ihre Flächengröße ausgeführt sind.

Für die Verwendung des Kristallrelais als Steuerelement in Gleichstromkreisen war es von entscheidender Bedeutung, daß es gelang, eine Konstruktion zu finden, durch die der Kontakt lediglich durch Regelung seiner Antriebsspannung prellfrei und sich arbeitend eingestellt werden kann. Dadurch ist d



re Möglichkeit gegeben, den Unterbrecher im um zu betreiben, was für manche Anwendungs- ze von besonderem Vorteil ist. Es fallen dann Störspannungen fort, die auf feuchte Ver- zetzungen der Kontaktoberfläche zurückgehen s in anderem Falle bei der Messung hochohmiger ngsquellen extrem niedriger Spannungswerte machen, das Relais in einer durch chemische l trocken gemachten Atmosphäre zu halten.

nach den Untersuchungen des Verfassers [3] von G. HAAS [4] ist es mit derartigen Kristall- ktunterbrechern möglich, Gleichspannungsver- er für Spannungsquellen mit Innenwiderständen hen etwa  $10^4$  Ohm bis zu  $10^9$  Ohm und mehr einer Spannungsempfindlichkeit zu bauen, die isch der natürlichen Rauschspannung der Innen- stände der verwendeten Spannungsquellen gleich at. Für diese gilt nach den bekannten Überle- en von NYQUIST für das mittlere Quadrat der ankungsspannung

$$\overline{u_v^2} = 4 K T \cdot R \cdot \Delta \nu.$$

also nicht nur von  $R$  allein, sondern auch von irksamen Frequenzbreite  $\Delta \nu$  des Verstärkers ab- g.

urch geeignete Wahl von  $\Delta \nu$  hat man es daher r Hand, beispielsweise bei gleicher Spannungs- ndlichkeit des Verstärkers unter Konstanz- ng des Produktes  $R \cdot \Delta \nu$  eine mehr oder weniger Anzeige- bzw. Schreibgeschwindigkeit eines an Verstärker angeschlossenen Schreibgerätes zu hen. So kann man z.B. für einen mit beschriebenen Relais gebauten Elektro- p- oder Encephalographen-Verstärker ner Unterbrecherfrequenz von ca. 1500 Hz einer Verstärkerbandbreite vor der rrichtung von  $\pm 200$  Hz bei einem Ein- widerstand von 1 Megohm eine Span- empfindlichkeit von ca. 2 Mikrovolt mithin mit einer für derartige Zwecke nden Schreibgeschwindigkeit bei sehr licher Empfindlichkeitsreserve erzielen.

derartiger Verstärker hat zum Unterschied von üblicherweise verwendeten Encephalographen n seiner kleinen Zeitkonstante den großen Vor- daß er einer Verstärkungsregelung zur Pegel- ellung praktisch momentan folgt. Durch eine angsschaltung beispielsweise gemäß Abb. 1 kann dem erdungsfrei und daher praktisch unabhängig Brummstörungen ausgeführt werden.

un gibt es viele Probleme, bei denen die zu messen- bzw. zu registrierenden Spannungen von einer e extrem niedrigen Innenwiderstandes wie z.B. Thermoelementen, Bolometern oder dergleichen men. Wegen des in solchen Fällen gegenüber n Innenwiderständen um mehrere Größenord- en höheren äquivalenten Rauschwiderstandes des angs von Verstärkerröhren ist es dann nicht mög- für die Messung solcher Spannungen mit einem chlossenen Verstärker unter Vorschaltung eines rbrechers in der Schaltung der Abb. 1 auf eine nungsempfindlichkeit zu kommen, die allein a die natürlichen Schwankungsspannungen des widerstandes der Spannungsquellen begrenzt Dieses Ziel läßt sich indessen durch eine Ein-

gangsschaltung erreichen, wie sie in Abb. 2 a, b in zwei Ausführungen schematisch wiedergegeben ist.

In Abb. 2 bedeutet  $U_0$  die zu messende Span- nungsquelle mit ihrem Innenwiderstand  $R_i$ ,  $Z$  den Kristallkontaktzerhacker,  $C^*$  einen Aufladekonden- sator,  $L_1$  die Primärspule eines Teslatransformators  $T$  und  $R_0$  die an seine Sekundärspulenseite  $L_2$  ange- schlossene erste Verstärkerröhre einer nachfolgenden Verstärkeranordnung.

Bei einer derartigen Eingangsschaltung wird  $C^*$  über den Innenwiderstand  $R_i$  auf die Spannung der Quelle  $U_0$  in der Öff- nungsphase des perio- disch zu betätigenden

Unterbrecherkontak- tes aufgeladen. Die hierbei im Kondensa- tor gespeicherte elek- trische Energie wird beim Schließen des Kontaktes in Schwin- gungsenergie einer Frequenz umgewandelt, die sich aus den Primärkreisdaten des Transformators, also aus  $C^*$  und  $L_1$  bestimmen läßt und nach Maßgabe der Kopplung zwischen  $L_1$  und  $L_2$  auf den Sekundär- kreis hinüberwechselt. Da der Sekundärkreis gemäß dem Prinzip des Teslatransformators ein Verhältnis von Induktivität zur Kapazität aufweist, das groß ist gegenüber dem Induktivitäts-Kapazitätsverhältnis im Primärkreis, liegt über der Spule  $L_2$ , nachdem die Energie in den Sekundärkreis hinübergependelt ist, eine um mehrere Zehnerpotenzen höhere Schwingungs-

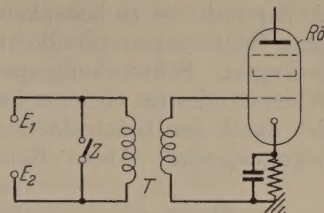


Abb. 1. Erdungsfreie Eingangsschaltung für einen Gleichspannungsverstärker.

gen Energie einer Frequenz umgewandelt, die sich aus den Primärkreisdaten des Transformators, also aus  $C^*$  und  $L_1$  bestimmen läßt und nach Maßgabe der Kopplung zwischen  $L_1$  und  $L_2$  auf den Sekundär- kreis hinüberwechselt. Da der Sekundärkreis gemäß dem Prinzip des Teslatransformators ein Verhältnis von Induktivität zur Kapazität aufweist, das groß ist gegenüber dem Induktivitäts-Kapazitätsverhältnis im Primärkreis, liegt über der Spule  $L_2$ , nachdem die Energie in den Sekundärkreis hinübergependelt ist, eine um mehrere Zehnerpotenzen höhere Schwingungs-

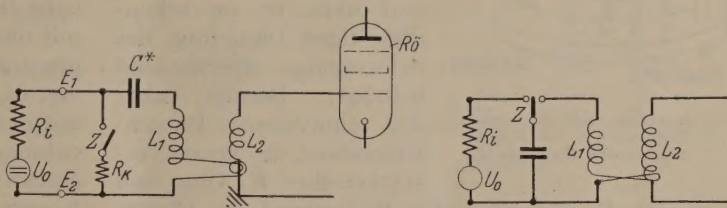


Abb. 2 a, b. Eingangsschaltung mit Teslatransformator  $E_1$ ,  $E_2$  Eingangsklemmen,  $U_0$  Gleichspannungsquelle,  $R_i$  Innenwiderstand,  $Z$  Zerhacker,  $C^*$  Aufladekondensator,  $L_1$ ,  $L_2$  Teslakreisspulen.

spannung als zuvor über dem Primärkreis. Die Kopplung zwischen  $L_1$  und  $L_2$  wählt man zweck- mäßig so, daß durch die unvermeidbaren Verlust- widerstände in beiden Teslakreisen die Schwingungs- energie nur wenige Male im Grenzfall nur einmal von der Eingangs- auf die Sekundärseite herüberpendelt, damit die Schwingung abgeklungen ist, wenn der Zerhackerkontakt erneut geschlossen wird, da sich sonst die noch vorhandene Restspannung mit der Quellenspannung überlagert und zu zusätzlichen Schwankungsspannungen Anlaß geben kann.

Man sieht leicht ein, daß die mit einer derartigen Eingangsschaltung erzielbare Spannungsübersetzung zunächst um so größer sein muß, je größer die Kapa- zität des Aufladekondensators  $C^*$  gewählt wird. Seine Größe ist indessen nach oben dadurch beschränkt, daß die Aufladung auf die Spannung  $U_0$  jeweils während der Zeitdauer der Öffnungsphase des Unter- brecherkontaktes erfolgen muß. Die maximale Größe von  $C^*$  bestimmt sich mithin aus der durch  $R_i \cdot C^*$  gegebenen Zeitkonstante des Eingangskreises im Ver- gleich zur Öffnungsdauer des Schließungskontaktes.  $C^*$  kann daher um so größer bemessen werden, je



niedriger die Unterbrecherfrequenz gemacht werden darf. Diese hängt ihrerseits von der durch das jeweils vorliegende Problem bestimmten Mindestschreibgeschwindigkeit ab. G. HAAS hat in der oben zitierten Arbeit die für eine optimale Bemessung von  $C^*$  bei *hochohmigen* Quellenwiderständen anzustellenden Überlegungen im einzelnen ausgeführt, weshalb hier darauf verzichtet werden kann. Die Ergebnisse der Überlegungen sind in bezug auf die Aufladebedingungen von  $C^*$  auf den hier erörterten Fall *niederohmiger* Spannungsquellen sinngemäß zu übertragen. Andererseits ist zu bedenken, daß die höchste erreichbare Spannungsempfindlichkeit durch die thermisch bedingten Schwankungsspannungen des gesamten Widerstandes im Gleichstromkreis, d. h. also wesentlich durch den Innenwiderstand der Spannungsquelle begrenzt wird. Diese Rauschspannung wird aber

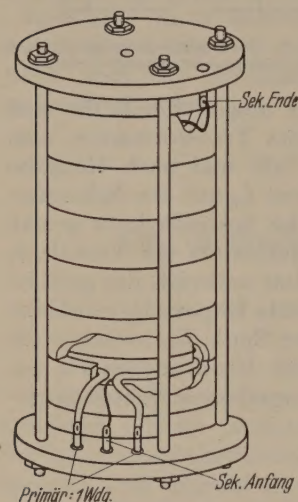


Abb. 3. Schematische Wiedergabe der Teslaspulen  $L_1$  und  $L_2$  ohne magnetische Abschirmung.

bereits dann meßbar und für die Empfindlichkeit der Verstärkeranordnung bestimmend, wenn die Spannungs- bzw. die Widerstandsübersetzung vom primären auf den sekundären Kreis des Teslators so groß ist, daß der auf die Sekundärseite übersetzte Widerstand  $R_i$  des Gleichstromkreises wesentlich größer wird als der äquivalente Rauschwiderstand der Eingangsröhre und wenn er zur sekundärseitigen Dämpfung der Schwingung überwiegend beiträgt. Beträgt daher der äquivalente Rauschwiderstand der ersten Verstärkeröhre  $R_a$  Ohm und

$$\ddot{u} = \sim \sqrt{\frac{10 \cdot R_a}{R_i}}$$

bedeutet  $R_i$  den gesamten Widerstand im Gleichstromkreis, dann braucht die Spannungsübersetzung  $\ddot{u}$  des Teslators nur etwa

$$\ddot{u} = \sim \sqrt{\frac{5 \cdot 10^4}{10}} \sim 70.$$

zu sein, damit die Spannungsempfindlichkeit allein durch das Wärmerauschen über  $R_i$  beschränkt wird. Daraus folgt, daß, selbst für den Fall, daß  $R_i$  einige 1000 Ohm, beispielsweise 5 kOhm, beträgt und  $R_a$  nur 10 Ohm, die Spannungsübersetzung  $\ddot{u}$  nicht größer zu sein braucht als

Nun kann es in besonderen Fällen vorkommen, daß  $R_i$  wesentlich kleiner ist als 10 Ohm. Dann muß zur Erzielung der theoretischen Grenzepfindlichkeit die Spannungsübersetzung entsprechend größer gemacht werden. Es interessiert daher zu wissen, ein wie großes Übersetzungsverhältnis realisierbar ist. Auch für den Fall, daß es angezeigt ist, Röhren einzusparen, ist es von Bedeutung, zu wissen, welche Spannungsübersetzung  $\ddot{u}$  mit der beschriebenen Anordnung erreicht werden kann.

Zunächst kann man sich überlegen, daß die Spannungsübersetzung um so größer ist je größer

$C^*$  gewählt werden kann. Das gilt indessen nur so lange, so lange die Güte des aus  $C^*$ ,  $L_1$  und dem Kontaktübergangswiderstand gebildeten Kreises (Abb. 2) mit einer Kapazitätssteigerung nicht wesentlich verschlechtert wird. Wie der Versuch ergab, tritt das in zunehmendem Maße ein, wenn  $C^*$  größer wird als etwa 100–200  $\mu F$ . Nach den durchgeführten Messungen hängt das damit zusammen, daß bei Verwendung von Au-Ni Kontakten<sup>1</sup> der Übergangswiderstand  $R_K$  etwa 0,015 Ohm beträgt und daß ohmschen Zuleitungsverluste zu den einzelnen Kondensatorwickeln bei größeren Werten als den angegebenen gegen  $R_K$  nicht mehr zu vernachlässigen sind.

Für die Ermittlung eines realisierbaren möglichst großen Übersetzungsverhältnisses wurde dafür  $C^*$  120  $\mu F$  gewählt. Damit liegt indessen die Schwingungsfrequenz der Teslaspule noch nicht fest. Für ihre Bestimmung ist davon auszugehen, daß Rauschströme in einer Verstärkeröhre unterhalb einiger kHz frequenzabhängig und wesentlich größer sind als im höheren Frequenzbereich. Ein großes Verhältnis zwischen der Schwingungsfrequenz des Primärkreises und der Unterbrecherfrequenz des Zerkhackers ist andererseits wieder unzweckmäßig, weil sich dann für die Spitzenspannungsgleichrichtung, wie bei HAAS [4] im einzelnen ausgeführt, ungünstige Verhältnisse ergeben. Da die Unterbrecherfrequenz aus den eingangs angegebenen Gründen möglichst niedrig sein sollte, wurde für sie 50 Hz und danach für die Schwingungsfrequenz der Teslaspule 4 kHz gewählt. Bei Verwendung von Ferrit als Kernmaterial für die Spulen  $L_1$  und  $L_2$  kommt mit diesen Werten für  $C^*$  und  $L_1$  bzw.  $C_2$  und  $L_2$  bei günstigster Kopplung eine Spannungsübersetzung von ca. 1:2000 erreicht werden. Den Spulenaufbau mit dem dies gelang, zeigt Abb. 3. Wie man aus Abb. 3 entnehmen kann, ist  $L_2$  aus mehreren übereinander gesetzten Ringkernen zusammengestellt. Für eine Kopplung zwischen  $L_1$  und  $L_2$  genügt dann bereits eine Windung von  $L_1$ .

Mit einem Verhältnis von 1:2000 ist indessen sich noch kein eigentlicher Grenzwert für die nach diesem Prinzip mögliche Spannungsübersetzung gegeben, doch ist zu bedenken, daß bei einem so großen Übersetzungsverhältnis schon Primärspannungen von 1 Volt sekundärseitig Spannungen von 2000 Volt hervorrufen. Das kann dann zu einer Zerstörung der Eingangsspitze durch Funkenbildung führen. Eine weitere Steigerung des Übersetzungsverhältnisses wurde aus diesem Grunde nicht weiter verfolgt. Im Hinblick auf die Entwicklung einer höchstempfindlichen Verstärkeranordnung für die Spannungsmessung von Quellen mit extrem niedrigen Innenwiderstandes war dies aus den oben angeführten Betrachtungen auch nicht erforderlich.

Nach den dargelegten Überlegungen und orientierenden Experimenten müßte es also möglich sein, mit einer Verstärkeranordnung, deren Eingang nach Abb. 2a oder b geschaltet wird, mit einem derart angeschlossenen zweckmäßig selektiven Verstärker eine Spannungsempfindlichkeit zu erreichen, die praktisch allein durch das Wärmerauschen des Innenwiderstandes der mit dem Eingang verbundenen

<sup>1</sup> Der Fa. Dürrwächter bin ich wegen der kostenlosen Überlassung solcher Kontakte zu Dank verbunden.



ungsquelle begrenzt wird. Rechnet man für mit einem Innenwiderstand von  $R_i = 10\text{ Ohm}$  ner wirksamen Bandbreite des Verstärkers von einschließlich der durch die Zeitkonstante im richterkreis gegebenen Begrenzung, dann muß ach der Nyquistschen Formel eine Spannungsgndlichkeit  $u_e$  realisierbar sein von

$$u_r = \sqrt{1,6 \cdot 10^{-20} \cdot 10 \cdot 10} = \sim 1,3 \cdot 10^{-9} \text{ Volt.}$$

r Prüfung des Ergebnisses der obigen Ausgen wurde ein selektiver Verstärker gemäß der atischen Zeichnung der Abb. 4 mit einer Einschaltung nach Abb. 2a gebaut. Als Eingangs-kam eine U-Type wegen ihres geringen Heiz-es zur Verwendung. Sie wurde zur Vermeidung törspannungen aus dem Netz mit Gleichstrom t, der sich bei Röhren geringeren Heizstrom-s auf einfachere Weise sieben läßt als bei solchen ößerem. Die selektiven Glieder des Verstärkers in der letzten Stufe, da sie an diesen Stellen magnetische Felder praktisch unempfindlich Der Gleichrichterkreis hat eine so große Zeit-ante, daß nur die Spannungsspitze der ven gedämpften Schwingung des Eingangskreises Richtstrom liefert. Zur Erzielung einer möglichst n Gleichspannung wurde für die Gleichrichtung pannungsverdopplerschaltung angewandt. Da-ann die als Kathodenverstärker ausgebildete ufe mit der EL 41 bis auf 100 Volt an 2 kOhm sch verzerrungsfrei angesteuert werden. Ferner damit möglich, außer dem eingebauten Zeiger-noch ein Schreibgerät mit einem Leistungs-uch bei Vollausschlag bis zu 5 Watt anzu-zen.

n die Betriebsspannung für den Kristall-ktunterbrecher auf sicheres und prellfreies Ar-des Kontaktes einstellen zu können, ist eine Braunsche Beobachtungsröhre in den Ver-r mit eingebaut. Die Zeitablenkung für ihren denstrahl wird aus einem Ablenkverstärker unen, der durch den Steuergenerator für Betriebsspannung des Unterbrechers synchro- ist. Zur Beobachtung gelangt eine zeitlich eckförmig verlaufende Impulsspannung, die nach haltung der Schalter I, II und III von der ng I in die Schaltstellung 2 aus einer Span-nteilung der Hilfsbatterie  $B_1$  oder  $B_2$  über den brecherkontakt erhalten wird. Sie wird in der als RC Verstärker geschalteten Stufe der ärkeranordnung genügend verstärkt, um auf der denstrahlröhre beobachtet werden zu können. egen der hohen Spannungsempfindlichkeit des es mußte die Eingangsschaltung gegen magneti-Streifelder sehr sorgfältig abgeschirmt werden. esem Zwecke wurden die Elemente des Ein-ekreises in einen doppelten Kasten aus Mu-ll mit einer Wandstärke von 1 mm untergebracht. pulen  $L_1$  und  $L_2$  mußten außerdem noch in je gesonderten Mu-Metallbecher gesteckt werden. er erreichten hohen Spannungsempfindlichkeit Gerätes ergaben sich nämlich ohne diese Ab-nungsmaßnahmen bereits durch die nur Bruch-eines Millimeters betragenden periodischen Be-ngshübe der Kontaktzuleitungen im magneti-Restfeld der Netzversorgung erhebliche Stör-ungen.

Zur Eichung des beschriebenen Gerätes wurde über einen Spannungsteiler ein Meßwiderstand von 10 Ohm im Gleichstromkreis an die Eingangsklemmen  $E_1$  und  $E_2$  (s. Abb. 2a) angeschlossen. Dabei ergab sich in voller Übereinstimmung mit den oben ausgeführten theoretischen Überlegungen bei einer Bandbreite des

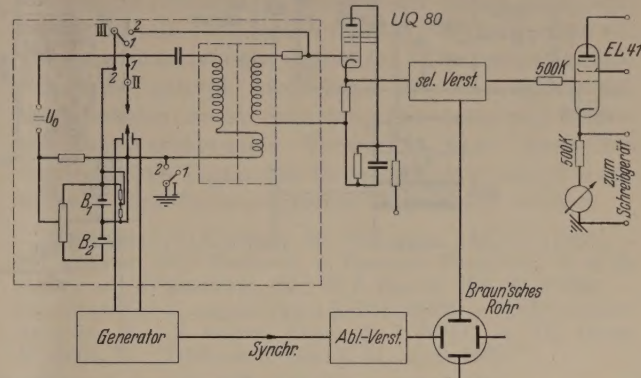


Abb. 4. Prinzipschaltung des Verstärkers mit Gleichrichter und Endstufe.

Verstärkers von 10 Hz eine Spannungsempfindlichkeit von  $\sim 1,5 \cdot 10^{-9}$  Volt. Danach ist es also in der Tat möglich, mit dem angegebenen Schaltungsprinzip für die Umwandlung von Gleich- in Wechselspannungen die theoretische Grenzepfindlichkeit praktisch zu erreichen. Das heißt, eine Empfindlichkeit, die allein durch das Wärmerauschen des Eingangswiderstandes begrenzt wird. Eine Steigerung

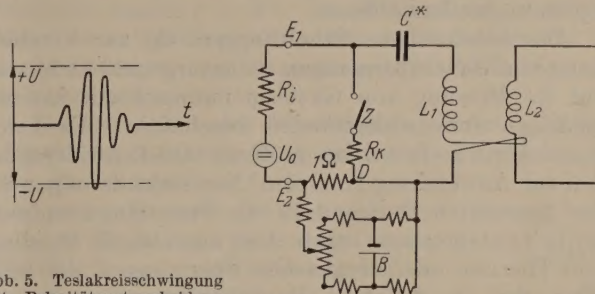


Abb. 5. Teslakreissschwingung mit Polaritätsunterscheidung der Eingangsspannung durch Spitzenspannungsgleichrichtung.

Abb. 6. Eingangsschaltung mit Gegen- und Kompensationsspannung.

der Empfindlichkeit über den angegebenen absoluten Wert der Spannung von ca.  $1,5 \cdot 10^{-9}$  Volt hinaus ist also nur möglich durch Verringerung des Innenwiderstandes oder durch Verringerung der wirksamen Bandbreite der gesamten Verstärkeranordnung. Beides ist noch ohne weiteres möglich. Und zwar könnte der Innenwiderstand bis auf etwa 1 Ohm herunter — und die Bandbreite auf mindestens 1 Hz zurückgehen, in welchem Falle mit einer derartigen Anordnung eine absolute Spannungsempfindlichkeit von  $\sim 1 \cdot 10^{-10}$  Volt erreicht werden würde.

Durch das gewählte Umwandlungsprinzip von Gleich- in Wechselspannungen ist zunächst keine Unterscheidungsmöglichkeit für die Polarität der Eingangsgleichspannung gegeben. Prinzipiell könnte man daran denken, eine Unterscheidungsmöglichkeit darauf zu basieren, daß infolge der Dämpfung der Schwingung des Teslakreises je nach der Polarität der Gleichspannungsquelle die größere Amplitude der Schwingung bei positiven oder negativen Spannungswerten liegt (s. Abb. 5). Doch ist es einfacher, mit einer Vorspannungsbatterie  $B$  im Gleichstromkreis der Schaltung gemäß Abb. 6 die Ruhegleichspannung um







ensationschaltung für den Nullstrom des  
geinstrumentes ausgeglichen werden.  
e Prüfung der Spannungsempfindlichkeit ergab  
esen Verstärker einen Wert von  $\pm 3$  Mikrovolt  
ner Anzeigegeschwindigkeit von 3 Hz und einer  
ungskonstanz von  $\pm 5$  Mikrovolt, erstreckt  
eine Meßzeit von mehreren Tagen.

*Zusammenfassung.*

wird ein Verstärker beschrieben, mit dem eine  
te Spannungsempfindlichkeit von ca.  $1,5 \cdot 10^{-9}$   
bei einer Schreibgeschwindigkeit von ca. 10 Hz  
inem Quellenwiderstand der Meßspannung von  
m erreicht werden kann. Die hiermit gegebene  
ungsempfindlichkeit ist praktisch gleich der  
stisch möglichen Grenzempfindlichkeit, die sich  
em Wärmerauschen des Innenwiderstandes der  
uelle ergibt. Eine weitere Steigerung der abso-  
Spannungsempfindlichkeit kann daher nur bei  
agerung des Innenwiderstandes und oder der  
ibgeschwindigkeit erzielt werden. Angestellte

Betrachtungen zeigen, daß hiermit die Möglichkeit  
gegeben ist, an eine absolute Spannungsempfindlich-  
keit bis etwa  $1 \cdot 10^{-10}$  Volt heranzukommen.

Der beschriebene Verstärker arbeitet mit dem  
vom Verfasser entwickelten Kristallkontaktunter-  
brecher als Umwandlungsorgan für Gleich- in  
Wechselspannungen und mit einer neuen Eingangs-  
schaltung mit Teslatransformator. Wie an einem für  
Temperaturmessungen gebauten Thermospannungs-  
verstärker gezeigt wird, kann bei Anwendung der  
beschriebenen neuen Schaltung mit einem mit Gegen-  
kopplung arbeitenden Verstärker über Meßzeiten  
von mehreren Tagen eine Meßgenauigkeit von  $\pm 5$  Mi-  
krovolt ohne Schwierigkeiten eingehalten werden.

**Literatur.** [1] KROEBEL, W.: Naturwiss. 40, 197 (1953). —  
[2] KROEBEL, W.: Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. H. 6, 99  
(1950). — [3] KROEBEL, W.: Z. f. Physik 133, 30 (1952). —  
[4] HAAS, G.: Z. angew. Phys. 5, 107 (1953). — [5] KRONEN-  
BERGER, K.: Z. angew. Phys. 3, 1 (1951). — [6] GRAF-  
FUNDER, W.: Telefonenröhre S. 41 April 1939.

Prof. Dr. WEERNER KROEBEL,  
Institut für angewandte Physik der Universität Kiel.

**Elektrische Widerstandsmessung von Pulvern.**

Von HANS v. WARTENBERG, Göttingen.

Mit 1 Textabbildung.

(Eingegangen am 20. April 1953.)

a. der bequem zu messende spez. elektrische  
erstand  $\rho$  (sp. W.) empfindlich gegen Stoff-  
reinigungen ist, sind zahllose Messungen davon  
preßten Pulvern gemacht bei nicht leicht zu  
n formbaren Substanzen. Dies geschah aber  
bewußt als Notbehelf, da klar ist, daß die unver-  
lichen Poren, Oxydhäute etc. Übergangwider-  
e mit sich brächten. Da sich nun neuerdings  
der intensiven Beschäftigung mit Halbleitern  
gestellt hat, daß der sp. W. außerordentlich  
e, anderweitig kaum meßbare Verunreinigungen  
gt<sup>1</sup>, ist vielleicht eine Methode nicht ohne In-  
se, ihn bei Pulvern ohne Pressen zu messen,  
l auch weiteren Kreisen jetzt klar ist, daß man  
schmelzende Stoffe nicht in irgendwelchen Tie-  
schmelzen kann, ohne daß Verunreinigungen aus  
weißen Wand hereinkommen, z. B. O aus einer  
Wand bei Si [2]. Schon GUILLERY [3] be-  
nte sp. W. von  $10^4$ — $10^7 \Omega$  cm durch Messung der  
pfung hochfrequenter Schwingungen durch in  
a flüssigen Dielektrikum suspendierte Partikel.  
in folgendem beschriebene an Si ausprobierte  
ode hat einen viel größeren Meßbereich und  
hebblich einfacher.

an habe 2 gleiche elektrolytische Leitfähigkeits-  
e von gleicher bekannter Widerstandskapazität  
= Abstand/Querschnitt) mit derselben Salz-  
g gefüllt. Beide haben also denselben leicht zu  
enden Widerstand  $R$ . Schüttet man nun in eines  
Pulver, so ändert sich dessen  $R$ . Nun probiert  
durch Verdünnung oder Konzentrierung der  
lösung in beiden Gefäßen so lange, bis die beiden  
eder gleich sind, das Pulver also keinen Einfluß  
 $R$  hat oder denselben  $\rho$  wie die Salzlösung hat.

Z. B. bei Si  $10^{-4}\%$  nach L. PEARSON u. J. BARDEN [1].

Dann ist dessen  $\rho = R/c$ . Die Methode ist natürlich  
begrenzt auf Pulver mit  $\rho$  über etwa  $2 \Omega$  cm, da es  
kaum Lösungen von kleinerem  $\rho$  gibt. Nach oben ist  
sie unbegrenzt.

Bei der Wahl der Flüssigkeiten ist es günstig,  
sogar nötig, daß sie die Eigenschaft hat, zu vermutende  
Oberflächenschichten zu lösen, wovon  
man sich z. B. durch das Eintreten che-  
mischer Reaktionen überzeugen kann.  
Bei Si z. B. war hochverdünnte HF die  
gegebene Flüssigkeit. Es war aber nicht  
sicher, daß eine solche auch die zu  
erwartenden  $\text{SiO}_2$ -Häute schnell löst.  
Dies ließ sich dadurch kontrollieren,  
daß man in einen Säuretropfen einen  
 $\text{AgNO}_3$ -Kristall legte außer dem Si-  
Pulver, wobei sich das Pulver unter  
dem Mikroskop alsbald silbergrau durch  
Reduktion und Ausfällung von Ag  
durch Si färbte [4], während ohne HF  
das Pulver braun blieb, weil die  $\text{SiO}_2$ -  
Haut schützte. Reagiert die Lösung  
mit der Substanz, so ist das natürlich  
ein Beweis dafür, daß sie auch un-  
mittelbar mit ihr in Berührung steht. Bei Verwendung  
von 2 verschiedenen Lösungen, deren eine die Ober-  
flächenschichten löst, die andere nicht, kann man  
entscheiden, ob der Widerstand vom Material oder  
solchen Schichten herrührt.

Vereinfachen läßt sich die Sache noch dadurch,  
daß man nur ein Gefäß nimmt mit 2 übereinander-  
liegenden gleichen Elektrodenpaaren, die beide die-  
selbe Widerstandskapazität  $c$  haben. Diese wird am  
Anfang durch Füllung des Gefäßes mit einer Salz-  
lösung von bekanntem  $\rho$  z. B. 0,01 n KCl bestimmt.  
Zwischen das untere Elektrodenpaar kommt das



Abb. 1. Trog zur  
Leitfähigkeits-  
messung.



Pulver, das Gefäß hat unten einen Ablauf. Man läßt nun nach und nach systematisch veränderte Lösungen von oben einfließen und unten ablaufen, bis wieder oben und unten die  $R$  gleich sind, wobei man der gründlicheren Diffusion halber am Ende die ablaufende Flüssigkeit noch einmal durchlaufen läßt. Dann ist einfach  $\rho = R/c$ . Die Leitfähigkeit der Flüssigkeit braucht nicht bestimmt zu werden. Die Elektroden platinieren man zweckmäßig nicht wie sonst üblich, damit das Pulver nicht Platin abreibt und nimmt die schlechtere Meßbrückeneinstellung (etwa 1 cm) in Kauf, da es in den meisten Fällen ja nicht auf den genauen Wert von  $\rho$  ankommt.

In einen aus Zelluloid (wegen der HF) zusammengeklebten Trog wurden zwei durch 5 mm dicke Klötzchen distanzierte Zelluloid-Platten gestellt, auf welche auf der Innenseite unten und oben zwei  $2 \times 2$  cm große blanke Pt-Folienstücke mit Aceton geklebt waren mit Gold angelöteten Pt-Draht-Zuführungen. In den Boden des Troges war ein Pt-Röhrchen gekittet mit Gummischlauch und Quetschhahn. Wurde der Trog mit z. B. 0,01 n KCL-Lösung ( $\kappa_{20} = 0,00126$ ) gefüllt, so zeigten beide Elektrodenpaare, an einer gewöhnlichen Wechselstrombrücke mit Telefon gemessen, denselben Widerstand, und es ließ sich die Widerstandskapazität zwischen jedem Elektrodenpaar bestimmen. Wurde nun das Pulver zwischen das unterste Elektrodenpaar gestampft und wieder alles mit der Salzlösung gefüllt, so war der Widerstand zwischen beiden Paaren verschieden. Nun wurden nacheinander immer konzentriertere HF-Lösungen in den Trog gegossen und unten ablaufen lassen, bis der

Widerstand beim oberen und unteren Elektrodenpaar derselbe war.

Zahlenbeispiel: Si aus Al kristallisiert.  
 $R \Omega$  Lösung

oberes unteres  
Paar

185 185 KCL 0,01 n, 20, 1° C [5]  
= 0,00126

also  $c = 185 \times 0,00126 = 0,233$

Nunmehr das Si-Pulver zwischen unteres Paar

800 400 HF 0,005 g (40%) in 100 g H<sub>2</sub>O

500 350 HF 0,01 g "

380 360 HF 0,02 g "

380 380 HF 0,02 g " 2. Durchlauf

also  $\rho = 380/0,233 = 1600 \Omega \text{ cm}$ .

#### Zusammenfassung.

Der spec. Widerstand  $\rho$  eines losen Pulvers läßt sich so messen, daß man es in systematisch veränderten Electrolytlösungen einträgt, bis deren Leitfähigkeit sich durch die Pulverbeimischung nicht ändert. Da ist  $\rho$  des Pulvers gleich dem des Electrolyten. (Schweizer Methode).

**Literatur.** [1] PEARSON, L. und J. BARDEN: Phys. Rev. 865 (1949). — [2] WARTENBERG, H. v.: Z. anorg. Chem. 200 (1950). — [3] GUILLERY, P.: Phys. Z. 32, 891 (1931). [4] WARTENBERG, H. v.: Z. Elektrochem. 53, 343 (1949). [5] GMELIN: Handb. d. anorg. Chem. 8. Aufl., Band S. 436.

Prof. Dr. HANS v. WARTENBERG,

Institut für anorg. Chemie der Universität Göttingen

## Elektrische Frequenzsteuerung von Röhrensendern mittels einer elektrodenlosen Gasentladung\*.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von BERNHARD KOCH, Weil/Rh.

Mit 4 Textabbildungen.

(Eingegangen am 2. März 1953.)

Die Beeinflussung der Eigenfrequenz eines elektromagnetischen Resonanzkreises durch die freien Elektronen einer Gasentladungs- oder Hochvakuumstrecke ist seit langem bekannt und ermöglichte beispielsweise unter Einhaltung gewisser experimenteller Vorbedingungen die Prüfung der ECCLESschen Beziehung für die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante eines ionisierten Gases von der Elektronenkonzentration und der Schwingungsfrequenz [1, 2, 3]. Diese Bedingungen bestehen im wesentlichen in einer genügend losen Kopplung zwischen Resonanzkreis und Meßsender zwecks eindeutiger Definition der Meßfrequenz; ferner muß verlangt werden, daß die Elektronenkonzentration durch eine äußere Ursache — etwa den Gradienten einer Glimmentladung — bestimmt und durch das Hochfrequenzfeld nicht merklich beeinflusst wird [4]. Hierdurch wird die in die Rechnung eingehende mittlere Elektronenstoßzahl unabhängig von der Stärke des Hochfrequenzfeldes bzw. bei genügend hohen Frequenzen gegenüber der Kreisfrequenz der

elektromagnetischen Schwingung vernachlässigbar. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich beispielsweise die Möglichkeit der Bestimmung der Elektronenkonzentration einer Glimmentladung aus der Resonanzfrequenz eines Schwingungskreises [5, 6, 7].

Bringt man dagegen ein Entladungsvolumen in den frequenzbestimmenden Resonanzkreis eines Röhrensenders derart, daß ein merklicher Bruchteil der Sendernutzleistung zur Aufrechterhaltung der Entladung verbraucht wird, so sind die genannten Voraussetzungen nicht mehr erfüllt und es findet eine ausgeprägte Rückwirkung der Entladung auf die Betriebsdaten des Senders, insbesondere auch auf seine Frequenz statt. Ein spezielles Beispiel hierfür stellt die in einer früheren Mitteilung [8] betrachtete Entladung mit überlagertem Magnetfeld dar, der Blindwiderstandskomponente bei Variation des Feldes ein Mitziehen der Senderfrequenz bewirkt.

Die folgenden Messungen zeigen, daß auch ohne das Vorhandensein einer solchen durch ein äußeres Magnetfeld bedingten Eigenfrequenz die bei Variation des Entladungsvolumens aufgenommenen Hochfrequenzleistung auftretende Änderung der Ele-

\* Auszugsweise vorgetragen auf der Tagung der Phys. Ges. Baden-Württemberg-Pfalz, Überlingen, 25. 4. 1952.



enkonzentration eine vergleichbare Rückwirkung die Senderfrequenz ausübt. Die Versuche wurden mit der in [8] beschriebenen experimentellen Anordnung durchgeführt, jedoch zur Fortlassung des Magnetfeldes und bei geänderter Frequenz; in der Senderschwingpule befand sich einmal ein kurzes zylinderförmiges Entladungsrohr von 42 mm Durchmesser und 70 mm Länge; die Schwingpule bestand aus 6 Windungen Kupferdraht. Als Füllgas wurde wiederum Argon verwendet.

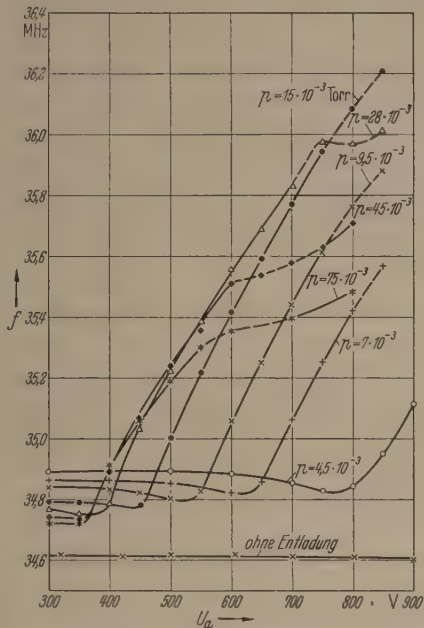


Abb. 1. Abhängigkeit der Senderfrequenz von der Anodenspannung bei verschiedenem Gasdruck.

Abb. 1 zeigt die Abhängigkeit der Senderfrequenz von der Anodenspannung, und zwar auch für den Fall, daß in der Schwingpule keine Entladung stattfindet. Bei niedrigen Anodenspannungen tritt zunächst eine geringe Abnahme der Frequenz, bei Überschreitung einer vom Gasdruck abhängigen Schwelle dann jedoch eine rasche Zunahme mit steigender Anodenspannung auf. Dieser Knick in der Frequenzkennlinie entspricht der eigentlichen Zündung, die auch deutlich an dem starken Aufleuchten der bis dahin schwach glimmenden Entladung ist. Mit steigendem Gasdruck tritt bei immer niedrigeren Anodenspannungen ein mehr oder weniger starkes und über ein breites Frequenzgebiet verteiltes „Rauschen“ auf, ähnlich wie bei der Entladung mit Magnetfeld<sup>1</sup>. In diesem Gebiet ist wohl eine Abstimmung des Senders mit einem Frequenzmesser i. a. noch möglich, doch scheiden diese Bereiche auch wegen der stärkeren Abweichungen von dem sonst regulären Kurvenverlauf für praktische Anwendungen aus.

Abb. 2 zeigt als Funktion der Anodenspannung die „elektrische“ Abstimmsteilheit  $S_E$  der Frequenzkennlinien in kHz/Volt. Für eine praktische Anwendung wären in erster Linie die Spannungsbereiche unmittelbar nach dem Steilheitsmaximum von Interesse, in denen sich einmal die geringsten Modulationsverzerrungen und außerdem die geringste Leistungsvariation des Senders ergeben. Die auf eine festere Senderfrequenz von 35 MHz bezogenen re-

lative Steilheit  $S_E = \frac{1}{f} \cdot \Delta f / \Delta V$  beträgt im Maximum etwa 0,14<sup>0</sup>/<sub>00</sub>/Volt.

Abb. 3 zeigt die Druckabhängigkeit der Senderfrequenz bei konstanter Anodenspannung. Im vorliegenden Fall erwies sich der Druckbereich zwischen

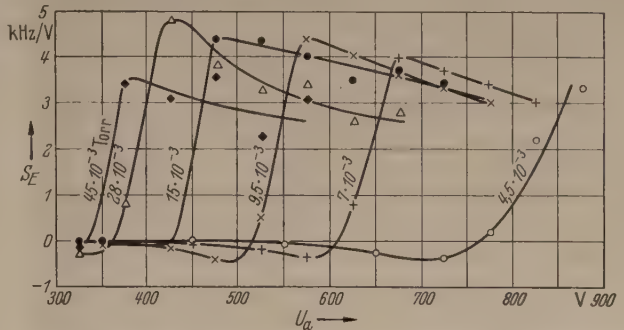


Abb. 2. Elektrische Abstimmsteilheit als Funktion der Anodenspannung.

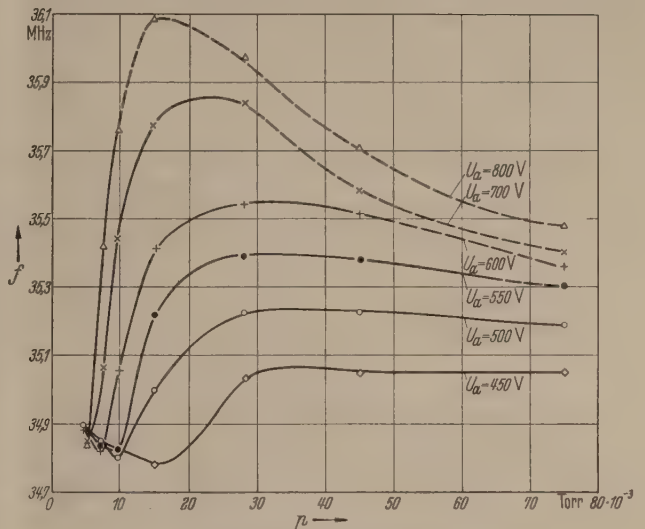


Abb. 3. Abhängigkeit der Senderfrequenz vom Druck bei konstanter Anodenspannung.

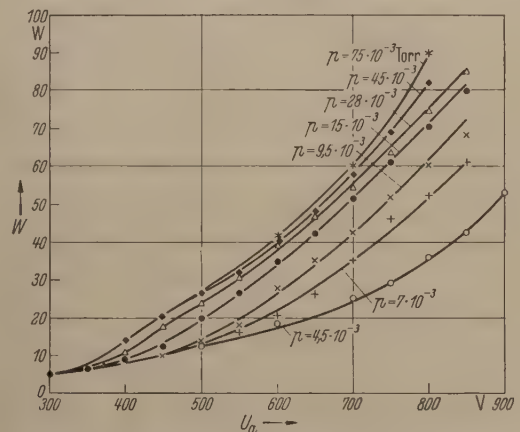


Abb. 4. Sendeleistung als Funktion der Anodenspannung bei verschiedenem Gasdruck.

30 und 50 · 10<sup>-3</sup> Torr und der Anodenspannungsbereich zwischen 450 und 550 V als besonders günstig im Hinblick auf eine möglichst weitgehende Verdrängung des Druckeinflusses.

Schließlich enthält die Abb. 4 die Abhängigkeit der Gleichstromleistung des Senders als Funktion der Anodenspannung; aus äußeren Gründen mußte hier auf die Messung der von der Entladung ab-

<sup>1</sup> s. Zitat [2] der vorangehenden Mitteilung [8].



sorbierten Leistung bzw. deren Änderung im Vergleich zur Frequenzänderung verzichtet werden. Die Untersuchung dieser und weiterer für eine praktische Verwendung wichtiger Fragen ist im Gange.

Eine qualitative Deutung des elektrischen Abstimmeffektes ergibt sich aus der Annahme einer wenigstens noch näherungsweise Gültigkeit der ECCLESschen Beziehung

$$\varepsilon_0 = 1 - \frac{4\pi N e^2}{m \cdot \omega^2}$$

in dem die Spulenkapazität beeinflussenden Entladungsvolumen. Mit zunehmender Leistung, d. h. Vergrößerung der Elektronenkonzentration  $N$  verringert sich diese Kapazität über die  $DK$  und es erhöht sich in Übereinstimmung mit den Beobachtungen dementsprechend die Senderfrequenz. Eine genauere Rechnung hat die Stoßzahl zu berücksichtigen, d. h. eine komplexe  $DK$  einzuführen, jedoch scheitert die explizite Durchrechnung dieses Ansatzes vorläufig an der Unkenntnis der Strom-Spannungscharakteristik, d. h. der wesentlich in die Rechnung eingehenden Leitwertfunktion der Gasentladung.

### Zusammenfassung.

Es werden Messungen über die Beeinflussung der Frequenz einer selbsterregten Röhrenschwingstufe durch eine elektrodosenlose Gasentladung mitgeteilt, die durch die Schwingspule des Senders aufrechterhalten wird, wobei die Stärke der Entladung durch Variation der Senderleistung geändert wird. Die sich als Funktion der Anodenspannung des Senders ergebenden Frequenzkurven lassen sich qualitativ durch die Änderung der Elektronenkonzentration mit der Stärke der Erregung deuten.

**Literatur:** [1] APPLETON, E. V. und F. C. CHILDS: Phil. Mag. 10, 969 (1930). — [2] APPLETON, E. V. und F. W. CHAPMAN: Proc. Roy. Soc. 44, 246 (1932). — [3] BERGMANN, L. und H. DÜRING: Ann. d. Phys. (5), 1, 1041 (1929). — [4] MARGENAU, H.: Phys. Rev. 73, 297 (1948). — [5] ADLER, F. D.: Journ. Appl. Phys. 20, 1125 (1949). — [6] HONERJÄGER, R. und E. SCHULZ-DUBOIS: Naturwiss. 37, 357 (1950). — [7] ROSE, D. J. und S. C. BROWN: Journ. Appl. Phys. 23, 1028, (1952). — [8] KOCH, B. u. H. NEUERT: Z. angew. Physik 5, 249 (1953).

Dr. Bernhard KOCH,

Weil/Rh., Sternenschanzstr. 38.

## Sauerstoffmessung auf magnetischer Grundlage mit stark unterdrücktem Nullpunkt.

VON EDGAR EBBINGHAUS, Marl.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Betriebskontrolle der Chemischen Werke Hüls G. m. b. H., Marl, Krs. Recklinghausen.)

Mit 2 Textabbildungen.

(Eingegangen am 7. April 1953.)

### Allgemeines.

Der verhältnismäßig starke Paramagnetismus des Sauerstoffs ist nach verschiedenen Methoden zur spezifischen Messung des Sauerstoffgehaltes von

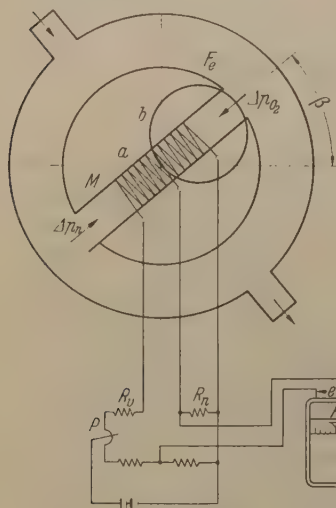


Abb. 1. Ringkammer mit Neigungskompensation.

Gasgemischen herangezogen worden [1, 2, 3, 4, 5]. Einer dieser früher beschriebenen Apparate [1] ist gekennzeichnet durch die Verwendung der von LEHRER angegebenen Ringkammer<sup>1</sup> und beruht auf der Messung des „magnetischen Windes“, der in einem waagrecht angeordneten, elektrisch geheizten Glasröhrchen unter dem Einfluß eines inhomogenen magnetischen Feldes auftritt; das Röhrchen bildet

dabei die Querverbindung der RK. Dieses Gerät wurde in der Ausführung mit Dauermagnet inzwischen zur technischen Reife weiterentwickelt und wird von der Fa. Hartmann & Braun A.G. unter der Bezeichnung „Magnos 1“ geliefert. Mit der normalen Ausführung des Gerätes ist es möglich, durch elektrische Verschiebung des Brückengleichgewichts eine

gewisse Unterdrückung des Nullpunktes auszuführen. Es besteht jedoch ein erhebliches wissenschaftliches und technisches Interesse an Sauerstoffkonzentrationsmessungen mit wesentlich stärker unterdrücktem Nullpunkt, also an Meßbereichen von z. B. 20–21 oder 95–100% O<sub>2</sub>, so daß nach einer brauchbaren Lösung dieses Meßproblems gesucht wurde. Unter den gegebenen Voraussetzungen schien eine derartige starke Unterdrückung nur durch Kompensation des Grundeffektes, nämlich der vom Sauerstoffgehalt verursachten Druckdifferenz, ausführbar.

### Meßprinzip.

Es wurde bereits früher darauf hingewiesen [1], daß beim magnetischen Sauerstoffschreiber mit RK eine Neigungsänderung der Längsachse des Meßröhrchens einen Ausschlag hervorruft<sup>1</sup>. Ist das Meßröhrchen nicht völlig horizontal eingestellt, so wird durch die geringere Dichte des erhitzten Gases ein Gasstrom durch das Meßröhrchen hervorgerufen, der sich dem vom Sauerstoffgehalt des Gases verursachten „magnetischen Wind“ überlagert. Unter Ausnutzung dieses Effektes gelingt es, durch eine Drehung der RK gemäß Abb. 1 die durch einen bestimmten Sauerstoffgehalt hervorgerufene Druckdifferenz  $\Delta p_0$  durch die von der Neigung verursachte Druckdifferenz  $\Delta p_n$  zu kompensieren.

In der nachstehenden Tabelle 1 sollen nun 3 typische Beispiele von Meßbereichen mit unterdrücktem

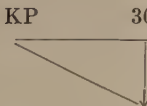
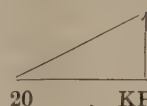
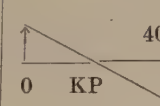
<sup>1</sup> Für die Anwendung in der Praxis bedeutet dies bekanntlich nur, daß der Apparat fest montiert und die Neigung mittels einer Libelle einmal eingestellt werden muß.

<sup>1</sup> Im folgenden RK.



Nullpunkt gegeben werden, und ein Maß für die Nullpunktsunterdrückung, der sog. Unterdrückungsgrad, definiert werden:

Tabelle 1.

Begriff	% O <sub>2</sub>	Beispiel 1 % O <sub>2</sub>	Beispiel 2 % O <sub>2</sub>	Beispiel 3 % O <sub>2</sub>
Bereich	c <sub>1</sub> . . . . . c <sub>2</sub>	20 . . . . . 30	20 . . . . . 21	0 . . . . . 40
Umfang	c <sub>2</sub> - c <sub>1</sub> = Δc	10	1	40
Arbeitsbereich	0 . . . . . c <sub>2</sub>	0 . . . . . 30	0 . . . . . 21	0 . . . . . 40
Linearisierter Meßbereich	0 . . . . . Δc	0 . . . . . 10	0 . . . . . 1	0 . . . . . 40
Unterdrückter Bereich	0 . . . . . c	0 . . . . . 20	0 . . . . . 21	0 . . . . . 20
Kompensationspunkt <sup>1</sup>	c	20	21	20
	c <sub>1</sub> ≤ c ≤ c <sub>2</sub>	c = c <sub>1</sub>	c = c <sub>2</sub>	c = c <sub>1</sub> + Δc/2
Unterdrückungsgrad	c / Δc	20 / 10 = 2	21 / 1 = 21	20 / 40 = 0,5
Gasstrom durch M				

Theorie.  
Die nachstehende Rechnung soll dazu dienen, die Eigenschaften der neigungskompensierten RK quantitativ zu erfassen. Unter Vernachlässigung der diamagnetischen Wirkung des Trägergases gilt ohne Beachtung des Vorzeichens

$$\Delta p_{O_2} = 0,5 \cdot T_0 \cdot \delta_{O_2} \times C \frac{p_{O_2}}{p_0} \cdot f_m \cdot H^2 \times \left[ \frac{1}{T_2^2} - \frac{1}{T_1^2} \right] \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2} \quad (1)$$

Der KP (c % O<sub>2</sub>) ist also die wirksame Druckdifferenz am Meßröhrchen M Δp<sub>O<sub>2</sub></sub> - Δp<sub>n</sub> = 0, so daß ein Gasstrom durch M fließt. Weicht der Sauerstoffgehalt vom Wert c % ab, so erfolgt eine proportionale Änderung von Δp<sub>O<sub>2</sub></sub><sup>2</sup>. Die wirksame Druckdifferenz ist jetzt von Null verschieden und erzeugt einen der Änderung des Sauerstoffgehalts proportionalen Gasstrom im Meßröhrchen M. Der Gasstrom in M ruft bekanntlich zwischen beiden Hälften a und b der Heizwicklung aus Platin oder Nickel eine Temperaturdifferenz hervor, die mit Hilfe einer Brückenschaltung in einen Ausschlag des Registriergerätes R verwandelt wird, welcher der Änderung des Sauerstoffgehalts sehr annähernd proportional ist.

Die eine Hälfte der Heizwicklung (z. B. b), die zuerst mit dem Gasstrom in Wärmeaustausch kommt, kühlt sich dabei um den gleichen Betrag ab, um den die andere Hälfte (z. B. a) sich über die Ausgangstemperatur erwärmt. Diese gelegentlich bestrittene, aber experimentell einwandfrei nachgewiesene Tatsache wird sofort plausibel, wenn man bedenkt, daß bei den gegen vorkommenden Strömungsgeschwindigkeiten der Gas sich bei Durchgang durch das geheizte Röhrchen im Temperaturgleichgewicht mit der Wandung befindet. Es wird also durch den Gasstrom lediglich Wärme von der ersten auf die zweite Wicklungshälfte übertragen.

In der letzten Horizontalspalte der Tabelle 1 ist die in 3 bevorzugten Lagen des KP der Gasstrom durch nach Größe und Richtung für Anfang und Ende des linearen Meßbereiches angedeutet. Man sieht, daß der Gasstrom in beiden Richtungen fließen und sogar in der Mitte des Bereichs die Richtung wechseln kann. Dies ist ein besonderer Vorzug des in der RK benutzten Meßröhrchens, daß die Proportionalität zwischen Gasstrom und Ausschlag ohne jeden Anlauf auch zu den kleinsten Werten, auch bei Umkehr der Richtung des Gasstromes, gewahrt bleibt<sup>3</sup>.

$$\Delta p_n = 981 \cdot T_0 \cdot l \cdot \sin \beta \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \delta \cdot \left[ \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right] \frac{\text{dyn}}{\text{cm}^2}, \quad (2)$$

wobei  
δ<sub>O<sub>2</sub></sub> = 1,43 · 10<sup>-3</sup>, Normdichte des Sauerstoffes,  
C = 3,02 · 10<sup>-2</sup>, Curie-Konstante für Sauerstoff,  
f<sub>m</sub> = 0,8, Faktor<sup>1</sup>,  
l = 1,5 cm, wirksame erheizte Länge des Meßröhrchens<sup>2</sup>,

und ferner  
p<sub>O<sub>2</sub></sub> [ata] Partialdruck des Sauerstoffes,  
p [ata], δ Druck bzw. Normdichte des Trägergases,  
β Neigung der RK,  
T<sub>2</sub> Raumtemperatur,  
T<sub>1</sub> maximale Gastemperatur im Meßröhrchen sein soll.

Für die im Diagonalzweig der Meßbrücke auftretende Spannung e gilt nach [1]

$$e = 1,14 \cdot 10^6 \cdot \frac{\alpha}{k \cdot i} \times \left\{ \begin{aligned} &\times \frac{c_p \cdot \delta}{\eta} \cdot \frac{p (T_1 - T_2)^2}{T_2 [1 + \alpha (T_1 - 273)]} [\Delta p_n - \Delta p_{O_2}] \text{ mV}, \end{aligned} \right. \quad (3)$$

wobei  
α, i Temperaturkoeffizient bzw. Stromstärke der Heizwicklung,  
η [g/cm · s], c<sub>p</sub> [cal/g · grad] Zähigkeit bzw. spez. Wärme des Trägergases,  
k Widerstandsbeiwert für die RK darstellt.

Nach Einsetzen der Konstanten ist im KP (Δp<sub>O<sub>2</sub></sub> = Δp<sub>n</sub>):

$$v = \frac{\Delta p_{O_2}}{\Delta p_n} = 1 = 1,175 \cdot 10^{-10} \cdot \frac{c \cdot H^2}{\delta \cdot \sin \beta} \left[ \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_1} \right]. \quad (4)$$

Es wird nun T<sub>1</sub> = T<sub>2</sub> + θ gesetzt, wobei θ die durch die Heizwicklung des Meßröhrchens erzeugte Über-temperatur ist. Durch Differentiation von (4) nach T<sub>2</sub> bzw. θ ergibt sich für T<sub>2</sub> = 300 und θ = 60° C

$$\frac{\partial v}{\partial T_2} \cdot \frac{1}{v} = -3,08 \cdot 10^{-3} \quad (5)$$

$$\frac{\partial v}{\partial \theta} \cdot \frac{1}{v} = -1,26 \cdot 10^{-3}. \quad (6)$$

<sup>1</sup> Im folgenden KP.  
<sup>2</sup> Δp<sub>n</sub> wird zunächst als konstant angenommen; der durch verursachte Fehler wird später diskutiert.  
<sup>3</sup> In dieser Hinsicht ist die RK den Hitzdrahtverfahren [3] grundsätzlich überlegen, bei denen infolge des Diamagnetismus der Trägergase der Nullpunkt nur auf einige Anteile % O<sub>2</sub> definiert ist.

<sup>1</sup> Durch Verlauf des Magnetfeldes und der Temperatur T<sub>1</sub> bedingt und auf Grund einer graphischen Integration ermittelt.  
<sup>2</sup> Durch Messung des Temperaturverlaufs längs der Achse des Meßröhrchens bestimmt.



Die entwickelten Gleichungen lassen nun eine Aussage darüber zu, wie das Verhältnis  $v$  im KP von Luftdruck, Raumtemperatur und Heizstromstärke abhängt:

1. *Luftdruckabhängigkeit.* Aus Gl. (4) ist ohne weiteres ersichtlich, daß  $v = \Delta p_{O_2} / \Delta p_n$  vom Luftdruck unabhängig ist. Im KP bleibt also die wirksame Druckdifferenz  $\Delta p_{O_2} - \Delta p_n$ , unabhängig von Luftdruckschwankungen, in aller Strenge Null.

2. *Raumtemperaturabhängigkeit* (für  $10^\circ \text{C}$  Temperaturerhöhung). Sowohl  $\Delta p_{O_2}$  als auch  $\Delta p_n$  sind nach Gl. (1) und (2) von  $T_2$  abhängig, und zwar in verschiedenem Maße. Gl. (5) gibt die Temperaturabhängigkeit des Verhältnisses  $v = \Delta p_{O_2} / \Delta p_n$  im KP, die etwa  $-3\%$  beträgt. Es gilt also:

$T_2$ °K	$v = \frac{\Delta p_{O_2}}{\Delta p_n}$
300	1
310	0,97

Das bedeutet z. B. für Beispiel 2 der Tabelle 1:

Da bei Endausschlag, d. h. Maximalwert des Gasstromes im Meßröhrchen  $\frac{\Delta p_n - \Delta p_{O_2}}{\Delta p_n} = 0,0476$  ist, tritt theoretisch eine Verschiebung des KP um ca.  $60\%$  des reduzierten Meßbereiches  $\Delta c$  bei  $10^\circ \text{C}$  Raumtemperaturerhöhung ein.

3. *Heizstromabhängigkeit.* Da  $\vartheta$  dem Quadrat der Heizstromstärke  $i$  in der Heizwicklung des Meßröhrchens annähernd proportional ist, erlaubt Gl. (6) eine Abschätzung der Heizstromabhängigkeit von  $v$  im KP. Einer Änderung der Stromstärke um  $1\%$  entspricht eine Änderung von  $v$  um  $-0,15\%$ .

Es gilt also

$\vartheta$ °C	$i$ %	$v = \frac{\Delta p_{O_2}}{\Delta p_n}$
60	100	1
61,2	101	0,9985

Das bedeutet für das gleiche Beispiel wie oben eine Verschiebung des KP um etwa  $3\%$  des reduzierten Meßbereiches  $\Delta c$  bei  $1\%$  Heizstromschwankung.

Während also eine völlig symmetrische RK mit horizontalem Meßröhrchen im Nullpunkt, d. h. ohne Gasstrom, weder Temperatur- noch Heizstromabhängigkeit aufweist, unterliegt bei der geneigten RK die wirksame Druckdifferenz im KP einer beträchtlichen Temperaturabhängigkeit und einer durchaus merklichen Heizstromabhängigkeit. Das angeführte Beispiel mit Unterdrückungsgrad 21 weist übrigens die größten vorkommenden Abhängigkeiten auf.

Mit einer Änderung des Sauerstoffgehaltes in einem Trägergas ist im allgemeinen eine Änderung der Normdichte  $\delta$  desselben verbunden, die die wirksame Druckdifferenz  $\Delta p_n - \Delta p_{O_2}$  beeinflusst. Die dadurch verursachte Empfindlichkeitsänderung ist für einige Fälle berechnet und in Tabelle 2 dargestellt worden. Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist in den beiden geprüften Fällen ausgezeichnet.

Die Ergebnisse sind außerdem in Abb. 2 dargestellt. Bei exakten Messungen ist also die auftretende Dichteänderung des Trägergases zu berücksichtigen, was im allgemeinen möglich sein dürfte. Wasserstoff

Tabelle 2.  $c = 21\%$ ,  $\Delta c = 1\%$ ,  $N$  Nullpunkt,  $E$  Endausschlag,  $A$  beobachtetes Ausschlagsverhältnis.

	$O_2$ %	$\frac{\Delta \delta}{\delta} \cdot 10^3$	berechnet $\Delta p_n - \Delta p_{O_2}$	beobachtet $A$	Bemerkungen
$N$	21	—	0		
$E$	20	0	100		Ideal, ohne Dichteänderung
$N$	21	—	0	0	$N_2$ zu Luft zugemischt
$E$	20	-0,156	96,7	97	
$N$	21	—	0	0	$CO_2$ zu Luft zugemischt
$E$	20	2,52	153	154	
$N$	21	—	0		$O_2$ durch $CO_2$ ersetzt (biologisch)
$E$	20	0,423	108,0		

und Helium dürften als Trägergase nicht in Frage kommen.

Gl. (4) ergibt unter Einsetzung der Werte für  $T_1$  und  $T_2$ :

$$\sin \beta = 7,2 \cdot 10^{-13} \cdot \frac{c}{\delta} \cdot H^2. \quad (7)$$

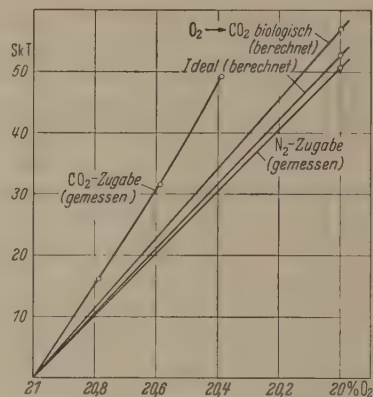


Abb. 2. Eichkurven des Geräts.

Aus der allgemeinen Theorie des Magnos folgt für sonstige gleiche Verhältnisse

$$H^2 \cdot \Delta c = \text{konst.} \quad (8)$$

Unter Einsetzen eines beobachteten Wertes für  $H$  folgt

$$\sin \beta = 6,2 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{1}{\delta} \cdot \frac{c}{\Delta c}. \quad (9)$$

Man erkennt aus Gl. (9), daß der oben definierte Unterdrückungsgrad  $\frac{c}{\Delta c}$  für den einzustellenden Neigungswinkel maßgebend ist. Der größte ausführbare Unterdrückungsgrad ( $\sin \beta = 1$ ) beträgt etwa 20–21. Alle geringeren Unterdrückungsgrade sind grundsätzlich möglich. Die einzige Einschränkung ist, daß  $\Delta c$  nicht kleiner als  $1\%$   $O_2$  werden kann.

*Praktische Ausführung eines Gerätes mit Meßbereich 20–21%  $O_2$ .*

Bei diesem für biologische Messungen [6] bestimmten Gerät (Unterdrückungsgrad 21) wurde von einem serienmäßigen Apparat ausgegangen mit dem kleinen  $\Delta c$  entsprechend, nur wenig geschwächtem Magnetsystem.

Experimentell zeigte sich bei einem Magnetsystem der Feldstärke von etwa 9300 Oe, daß die Kompensation für  $21\%$   $O_2$  gerade bei nahezu senkrechter Stellung des Meßröhrchens erreicht wird. Gl. (7) liefert für die Kompensationsfeldstärke bei  $\sin \beta = 1$  in



r Übereinstimmung damit 9260 Oe. Bei exakter Einstellung der Neigung ist der KP in Bestätigung obigen Rechnung völlig druckunabhängig. Die Neigung wurde mit einer Druckerhöhung von 3,5% genommen, die den größten vorkommenden Luftschwankungen nahekommmt. (Es erwies sich zweckmäßig, die RK genau senkrecht zu stellen, die Druckunabhängigkeit durch geringfügige Änderung des Magnetfeldes mittels eines Nebenschlusses einzustellen.)

Es ist früher gezeigt worden [1], wie bei dem analogen Gerät die Temperatur- und Heizstromkompensation des Nullpunktes durch einen Vorwiderstand  $R_v$  und durch einen Nebenwiderstand  $R_n$  geführt wird (Abb. 1). Bei Anwendung desselben Verfahrens für das vorliegende Gerät ergab sich, es ist nicht möglich, gleichermaßen die Strom- und Temperaturunabhängigkeit des KP für einen größeren Temperaturbereich als etwa  $\pm 2^\circ \text{C}$  zu erreichen. Außerdem ist die exakte Druckkompensation des KP nach Gl. (4) von der Raumtemperatur abhängig. Es wird also die Stromkompensation bei der Betriebstemperatur exakt ausgeführt und erforderlichfalls ein Thermostat verwendet.

Die Heizstrom- und Druckabhängigkeit für vom Nullpunkt abweichende Werte ist die gleiche wie bei dem analogen Magnos.

Beim Betrieb des Gerätes ist auf scharfe Trocknung der durchsetzenden Luft zu achten. Für Druck- und Außenluft erhält man dann auf 0,01%  $\text{O}_2$  übereinstimmende Werte. Die Konstanz des Nullpunktes (KP) ist über Wochen auf  $\pm 0,02\%$  gewährleistet. Unter normalen Bedingungen können Messungen im Laboratorium mit einer Genauigkeit von 0,01% ausgeführt werden, womit die Grenze der Konstanz des Sauerstoffgehalts der Luft erreicht sein dürfte. Die Registrierung erfolgt mit einem Punktschreiber (Fa. Hartmann & Braun (0...2,2 mV, 40 Ohm)).

#### Vergleich mit anderen Methoden.

Es soll nunmehr die Eignung der anderen bekannten Methoden der magnetischen Sauerstoffmessung zur Ausführung der gezeigten starken Unterdrückung des Nullpunktes diskutiert werden:

1. *Hitzdrahtmethode* [2, 3]. Eine Kompensation des magnetischen Windes erscheint hierbei kaum durch-

führbar und eine elektrische Unterdrückung des Nullpunktes dürfte mit einem Unterdrückungsverhältnis 2:1 nicht möglich sein.

2. *Die Methode von PAULING und Mitarbeitern* [4] mißt die Kraftwirkung, die ein hantelförmiger Probekörper im inhomogenen Magnetfeld in Abhängigkeit von der Suszeptibilität des umgebenden Gases erfährt. Grundsätzlich dürfte im Bereich von 0—100% Sauerstoff jeder beliebige Teilbereich als Meßbereich ausführbar sein. Infolge der außerordentlichen Empfindlichkeit des Meßsystems scheint jedoch die Anwendung dieses Gerätes besonders in der Technik begrenzt zu sein.

3. Das pneumatische Meßprinzip von LUFT ist nach Angaben des Verfassers [5] zur Messung der Differenz des Sauerstoffgehalts zweier Gasgemische geeignet. Dies ersetzt eine Messung mit unterdrücktem Nullpunkt nur dann, wenn ein passendes Vergleichsgas vorhanden ist, was wohl für biologische Versuche bei 21% Sauerstoff zuträfe, aber normalerweise nicht der Fall ist.

Es ergibt sich also, daß nur die empfindliche Methode [4] bezüglich der Unterdrückung des Nullpunktes ebenso allgemein anwendbar ist, wie die RK-Methode mit Neigungskompensation, so daß diese Mitteilung gerechtfertigt erscheint.

#### Zusammenfassung.

Es wird ein magnetischer Sauerstoffmesser mit Ringkammer beschrieben, der durch dynamische Kompensation des magnetischen Windes eine starke Unterdrückung des Nullpunktes gestattet. Bei dem ausgeführten Meßbereich von 20—21% wird eine Meßgenauigkeit von 0,01% Sauerstoff erreicht. Mit einer Ausnahme sind die anderen bekannten Methoden der magnetischen Sauerstoffmessung für eine derartig starke Unterdrückung nicht geeignet.

**Literatur:** [1] LEHRER, E. u. E. EBBINGHAUS: Z. angew. Phys. 2, 20 (1950). — [2] KLAUER, F., E. TUROWSKI u. T. v. WOLFF: Z. techn. Phys. 22, 223 (1941). — [3] DYER, C. A.: Rev. Sci. Instr. 18, 696 (1947). — [4] PAULING, L., R. E. WOOD u. J. H. STURDIVANT: J. Amer. Chem. Soc. 68, 795 (1946). — [5] LUFT, KARL F.: Z. angew. Phys. 3, 300 (1951). — [6] EBBINGHAUS E., S. STRUGGER u. E. PERNER: Naturw. 40, 143 (1953).

Dr. EDGAR EBBINGHAUS,  
Chemische Werke Hüls GmbH., Marl (Kr. Recklinghausen).

## Neutronen-Dosismessung.

Von BERNHARD HESS, Regensburg.

Mit 5 Textabbildungen.

(Eingegangen am 11. März 1953.)

#### Die Dosiseinheit.

Zur physikalischen Kennzeichnung der Strahlung, die einem Körper zugestrahlt worden ist, gibt man die absorbierte Strahlungsenergie oder die Bestrahlungsdosis und die Bestrahlungszeit, ferner die spektrale Verteilung der Energie und die Richtung der Strahlen an. Die Strahlenreaktion mit dem bestrahlten Stoff kann verschieden sein, z. B. Auslösung einer Resonanz- oder Fluoreszenzstrahlung, Auslösen eines chemischen Umsatzes oder Änderung der Kristallgitter, wie z. B. am Ag Br bei der photo-

graphischen Platte, usw. Eine besonders wichtige Größe der Strahlenreaktionen stellt die von der Masseneinheit absorbierte Strahlenenergie dar, die aus der der Oberfläche zugestrahlten Energie, dem Masseabsorptionskoeffizienten und dessen Abhängigkeit von der Frequenz bzw. Geschwindigkeit angegeben wird.

Im Hinblick auf die Verwendung von Strahlen in der Medizin und der Biologie ist zunächst die Frage zu diskutieren, ob es notwendig oder zweckmäßig ist, neben den genannten Strahlungsgrößen noch



neue Größen einzuführen, denn es sind ja z.B. für die Strahlentherapie alle oben erwähnten Größen von Bedeutung: Man verwendet harte und weiche Röntgenstrahlung oder charakterisiert die spektrale Verteilung der Strahlungsleistung noch genauer durch die Halbwertschicht und den Homogenitätsgrad. Auch erwartet man den therapeutischen Erfolg nicht allein von einer bestimmten Größe der verabfolgten Strahlenenergie, sondern von der Einhaltung einer bestimmten Strahlungsleistung, von Kurz-, Langzeit- oder fraktionierter Bestrahlung. Schließlich wird besonders bei Tiefenbestrahlung die Strahlenrichtung, ob Parallel-, Konvergenz- oder Rotationsbestrahlung, von entscheidender Wichtigkeit.

Doch wenn auch alle diese eine Strahlung kennzeichnenden physikalischen Größen im Dienste der Heilung variiert und der jeweiligen medizinischen Forderung angepaßt werden, so ist es doch nicht so, daß z. B. das Einschmelzen eines bestimmten Tumors nur mit einer ganz bestimmten, genau festgelegten Strahlung erreicht werden kann. Meist kann zur Erzielung desselben therapeutischen Effekts — und dieser allein interessiert zunächst den Röntgenarzt — härtere oder weichere Strahlung, größere oder geringere Strahlenenergie, größere oder kleinere Beleuchtungsstärke verwendet werden. Es gibt also viele bezüglich ihrer therapeutischen Wirkung gleichwertige Strahlungen.

Dies deutet darauf hin, daß alle diese Strahlungen, trotz Verschiedenheiten in ihrer Gewebereaktion, in einer Reaktionsgröße übereinstimmen müssen: Die gleichwertigen Strahlungen geben gleichviel Strahlungsenergie durch Absorption an die gleiche Gewebemasse ab. Die von 1 g Gewebe absorbierte Strahlungsenergie ist also eine für den Arzt wichtige Größe, und es ist deshalb zweckmäßig, für die Medizin noch eine neue Strahlungseinheit, die Dosis, einzuführen durch folgende Festsetzung: Durch die Dosis-einheit wird die Strahlung gekennzeichnet, die an 1 g Gewebe eine bestimmte Strahlenenergie durch Absorption abgibt, durch die Einheit der Dosisleistung die Strahlung, die an 1 g Gewebe diese Strahlenenergie in der Zeiteinheit abgibt. Strahlungen gleicher Dosis können sich unterscheiden durch ihr Spektrum, durch die auf die Oberfläche der Einheitsmasse aufgestrahlte Energie und durch die Richtung der Strahlen.

Dosis und Dosisleistung sind die wichtigsten Strahlengrößen für die Therapie.

Die Absorption ist aber nicht nur von den physikalischen Größen der Strahlung, sondern auch von der speziellen Art des Gewebes abhängig. Damit ist aber diese biologische Strahlenkennzeichnung „Dosis“ keine eindeutige Kennzeichnung mehr, wenn nicht ein bestimmtes Gewebe für diese Kennzeichnung festgelegt wird. Mit der Festsetzung eines bestimmten Bezugsgewebes ist aber wieder die Bedeutung der Dosis abgeschwächt, denn jetzt gibt diese nur für das Bezugsgewebe die Energieabsorption an. Für anderes Gewebe muß, Kenntnis der notwendigen Daten vorausgesetzt, die absorbierte Energie erst berechnet werden.

Die Frage ist zu bejahen, da das gewählte Bezugsgewebe sehr oft vorliegt. Soll ferner von anderem Gewebe, z. B. von 1 g Fettgewebe [1] an der Oberfläche bei 37 kV, Filter 0 und bei 160 kV, 0,8 mm Cu die

gleiche Energie pro sec absorbiert werden, so ist notwendig für 1 erg  $g^{-1} sec^{-1}$  die Bestrahlungsstärke 3,2 bzw. 7,1 erg  $cm^{-2} sec^{-1}$ , dagegen für 1 r  $sec^{-1}$  (93 erg  $g^{-1} sec^{-1}$ ) 1,1 bzw. 1,8 r  $sec^{-1}$ . Die bessere Anpassung der Dosisleistung an die verschiedenen Gegebenheiten ist vorteilhaft. Auch liefert die Dosis für die üblichen therapeutischen Bestrahlungen bequemere Zahlenwerte als z. B. erg  $g^{-1}$ . Schließlich muß auch zur Ermittlung der Bestrahlungsstärke eine absorbierte Leistung gemessen werden und es wäre wenig sinnvoll von dieser erst auf die Bestrahlungsstärke zu schließen und daraus wieder die Absorption im Gewebe zu bestimmen.

Da aber lebendes Gewebe als Bezugskörper ungeeignet ist, muß das Bezugsgewebe durch eine Normalsubstanz dargestellt werden, die sich gegenüber dem lebenden Bezugsgewebe strahlenäquivalent verhält, also irgendein organischer Stoff, vielleicht auch Wasser oder Luft. Man wird zweckmäßigerweise diese Ersatzsubstanz für das Bezugsgewebe so auswählen, daß sie gegenüber allen Strahlenarten, also z. B. auch gegenüber Neutronenbestrahlung, ein dem Bezugsgewebe äquivalentes Verhalten zeigt, dabei aber gleichzeitig den an eine Normalsubstanz zu stellenden Forderungen bezüglich Unveränderlichkeit usw. genügt.

Wasser erfüllt bei Röntgenstrahlen diese Forderung für stark wasserhaltiges Gewebe, z. B. Muskelgewebe. Doch ist es wegen des flüssigen Zustandes als Baumaterial für Kammern ungeeignet. Trotzdem wollen wir uns, solange kein geeigneterer Stoff definiert ist, dem GRAYSchen Vorschlag [2] anschließen und Wasser als Normalsubstanz wählen. Die Definition der Einheit für Strahlen schneller Neutronen, die wir  $r_n$  nennen wollen, muß dann lauten:

Die Strahlung schneller Neutronen, die an 1 g Wasser 93 erg kinetische Strahlungsenergie abgibt, hat die Dosis 1  $r_n$ .

(1 „r“ Röntgenstrahlung gibt 93 erg an 1 g Wasser ab.)

Damit ist die Einheit der Neutronendosis definiert. Die zweite Aufgabe einer vollständigen Definition der Einheit ist die Diskussion der Meßmethode für das Dosisstandardgerät.

Die Forderungen, die diese vollständige Definition zu erfüllen hat, lassen sich in folgenden Sätzen zusammenfassen:

1. Die Einheit soll mit den biologischen und therapeutischen Wirkungen, die man mit den Strahlen erzielen will, in möglichst nahem ursächlichem und mathematisch einfachem Zusammenhang stehen.
2. Die Meßvorschrift soll sich bei geringem Aufwand mit der geforderten Genauigkeit erfüllen lassen.
3. Die Meßvorschrift soll die Messung der Dosis wie der Dosisleistung durchzuführen gestatten.
4. Der Standard darf sich mit der Zeit nicht ändern.
5. Die Definition soll so getroffen werden, daß sich außer den Standards auch noch bequem zu handhabende Meßgeräte, die das Verhalten des Standards gut verifizieren, ohne allzuviel Aufwand herstellen lassen.
6. Die Definition soll so gewählt werden, daß sie auf alle Strahlenarten in gleicher Weise oder mit nur geringfügiger Änderung anwendbar ist.



schnelle Neutronen übertragen ihre kinetische Energie in dem bestrahlten Stoff auf Rückstoßkerne, in Gewebe und Wasser im Wesentlichen auf Rückstoßprotonen. Die schnellen oder abgebremsten Neutronen können ferner Kernreaktionen mit mehr oder weniger großem Wirkungsquerschnitt eingehen. In Gewebe und Wasser ist die Reaktion  $n + H^1 \rightarrow \gamma$  (2,6 MEV) mit einem Wirkungsquerschnitt von  $0,24 \text{ cm}^2$  der bis zu thermischen Geschwindigkeiten abgebremsten Neutronen von Wichtigkeit.

In reinem Wasser, das als Normalsubstanz gewählt worden ist, wird die absorbierte kinetische Energie in Wärme verwandelt. Es ist naheliegend, das Dosisstandardgerät eine kalorische Messung in Wasser vorzuschreiben. Jedoch ist die kalorische Messung kleiner Dosen und der Dosisleistung wegen der geringen Temperaturerhöhung schwierig.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, dem Wasser einen Stoff zuzusetzen, der durch die im Wasser gelösten schnellen Rückstoßprotonen verändert wird, und dessen nach irgendeiner physikalischen Methode gemessene Veränderung als Maß für die absorbierte Protonenenergie zu nehmen. Diese Meßmethode sollte sich aber nicht nur zur Dosis-, sondern auch zur Dosisleistungsmessung eignen, sonst treten dieselben Schwierigkeiten wie z. B. bei der Strommessung mit dem Voltameter.

Wie in verschiedenen Spektralbereichen fluoreszierende Stoffe mit sehr kurzer bzw. sehr langer Abstrahlzeit, die in Wasser enthalten sind, ließen sich nicht gleichzeitig zur Dosis- wie zur Dosisleistungsmessung benutzen. Immerhin handelt es sich bei der Resonanzmethode um eine schon kompliziertere Apparatur.

Kernreaktionen mit Protonen oder Neutronen sind proportional der Anzahl der reagierenden Teilchen, von ihrer Geschwindigkeit dagegen in komplizierter Weise ab. Sie sind deshalb zur Messung der kinetischen Energie der Neutronen weniger geeignet.

Versuche, die die Messung der Energieabsorption in Wasser oder Gewebe zum Ziel hatten, sollen hier diskutiert werden.)

Etwas ausführlicher sei die Ionisationswirkung der Rückstoßprotonen als mögliche Meßgröße für die Dosis diskutiert:

Die Messung der Ionisation des Wassers selbst ist wegen meßtechnischer Schwierigkeiten ausbleibt also nur ein indirekter Weg: Messung der Protonenionisation in einem Gasvolumen, das an einen Ort des Gewebes an den Bestrahlungsort gebracht wird und Berechnung der Energieabsorption im Gewebe aus der Gasionisation wie bei Röntgenstrahlen. Der Umrechnungsfaktor muß dabei geschwindigkeits- und wellenlängenunabhängig sein, da diese Größen als bekannt vorausgesetzt werden dürfen. Bei Röntgenstrahlen ist dieser Umrechnungsfaktor von Wasser zu Wasser in einem großen Härtebereich praktisch konstant, worauf die Bedeutung der Definition der Röntgendosisseinheit „Das Röntgen soll eine solche Menge von Röntgen- oder Gammastrahlung sein, daß die mit ihr verbundene Korpuskularemission in 0,001293 g Luft Ionen beiderlei Vorzeichens erzeugt, welche eine freie Elektrizitätsmenge von einer ESE mit sich führen“ beruht.

Die Definition der Röntgeneinheit läßt sich jedoch

für Strahlen schneller Neutronen nicht verwenden, da die Neutronen die Luft praktisch nicht ionisieren. Verwendet man an Stelle von Luft Wasserstoff als Füllgas für den Röntgenstandard, die Faßkammer, so kann mit der Faßkammer die Ionisationswirkung der Neutronenstrahlung gemessen werden. Wegen der großen Reichweite der energiereichen sekundären Protonenstrahlen entstehen jedoch dieselben Schwierigkeiten wie bei der Messung von Gammastrahlendosen mit der Röntgenfaßkammer. Die Versuche mit Gammastrahlen haben gezeigt, daß weder die Vergrößerung der Dimensionen der Standardkammer noch die Erhöhung des Gasdruckes zu befriedigenden Ergebnissen führen. Bei einer Faßkammer für schnelle Neutronen besteht jedoch die Möglichkeit, durch Zumischen eines „Bremsgases“ zum Wasserstoff oder durch Verwendung eines geeigneten wasserstoffhaltigen Gases mit großem Molekulargewicht die Reichweite der Protonen auf ein erträgliches Maß herabzudrücken. Der Umrechnungsfaktor von der Gasionisation zur Energieabsorption im Gewebe hängt nur sehr wenig von der Neutronengeschwindigkeit ab. Die Dosis schneller Neutronen kann dann wie die Röntgendosis gemessen werden mit dem einzigen Unterschied, daß die Ionisation nicht in Luft, sondern in dem zu verwendenden Gas zu messen ist. Soll darüber hinaus, der Röntgeneinheit entsprechend, ein Neutronenstrahl, der eine Gasionisation von 1 ESE pro  $\text{cm}^3$  hervorruft, bei der Durchstrahlung von Gewebe denselben Energiebetrag an die Masseneinheit des Gewebes abgeben wie eine applizierte Röntgendosis von 1 r, also 93 erg, so kann auch diese Forderung durch Wahl einer geeigneten Gasmischung für die Faßkammer erfüllt werden.

Eine andere Methode, die Energieabsorption in Wasser aus der Größe der Gasionisation zu berechnen, ist die folgende: Man mißt die Ionisation eines kleinen Gasvolumens, das allseitig von Wasser in genügend dicker Schicht umgeben ist. Wählt man die Dimensionen des Gasvolumens so, daß sie erstens klein sind gegen die Reichweite der ionisierenden Sekundärstrahlung und zweitens die Absorption der Primärstrahlung im Gas vernachlässigt werden darf, dann ist die Dichte der Sekundärstrahlen im Gas dieselbe wie in Wasser. Bei Kenntnis der Dichte des Wassers ( $D_W$ ), des Verhältnisses der Bremsvermögen von Wasser und Gas für die erzeugten Sekundärteilchen ( $\rho$ ) und der Ionisierungsarbeit im Gas ( $Z$ ) läßt sich die von der Masseneinheit Wasser absorbierte Sekundärteilchenenergie aus der in der Volumeneinheit erzeugten Zahl von Ionenpaaren ( $I$ ) berechnen nach der Formel:

$$E_W = I Z \rho / D_W. \quad (\text{BRAGG 1910, GRAY 1929, 1936.})$$

Bei dieser Methode kann wieder Luft zur Ionisation benutzt werden.

Wasser eignet sich aber nicht als Wandmaterial. Solange also Wasser als Bezugssubstanz genommen wird, muß ein anderes Wandmaterial verwendet werden, aus dessen Energieabsorption dann erst die Absorption in Wasser berechnet wird.

Der Nachteil, daß zur Berechnung der Absorption der Strahlenenergie noch Materialgrößen irgendeines Kammerwandmaterials verwendet werden müssen, fällt weg, wenn an Stelle von Wasser ein fester Stoff als Bezugssubstanz für Gewebe definiert wird. Viel-



leicht ist ein Stoff zu finden, der bei entsprechender Variation der Kammerwanddicke für alle Strahlen verwendet werden kann und der sich bei allen diesen Strahlen gewebeäquivalent verhält. Ein solcher Stoff verbunden mit der Ionisationsmessung in kleinen Luftvolumina würde die Definition einer allgemeinen Strahlendosisseinheit ermöglichen.

Die angelsächsischen Länder benützen als Standard eine Luftionisationskammer mit wasserstoffhaltiger Kammerwand. Das Standardgerät und die Maßeinheit für die Neutronendosis verdanken dort ihre Wahl dem Zufall. Die Standardkammer ist die Fingerhutkammer des Victoreen-Röntgen-Dosimeters (Meßbereich 100 r); die Dosisseinheit  $n$  der Neutronenstrahlung ist die Strahlung, die in der Fingerhutkammer eine Ionisation von 1 ESE bewirkt. 1  $n$  ist bezüglich der Energieabsorption in Wasser 2,5 r äquivalent.

Bei der Konstruktion der im Folgenden beschriebenen Dosismesser für schnelle Neutronen wurde nicht das Ziel verfolgt, Standardgeräte für die Dosismessung, sondern für praktische, insbesondere Strahlenschutzmessungen geeignete Meßgeräte zu bauen.

#### *Dosisleistungsmesser für Strahlenschutzmessungen [3].*

K. G. ZIMMER [4] hat die Luftspaltmethode auf Neutronenstrahlen angewendet und die Beziehungen der Ionisationswirkung im Luftspalt einer H-haltigen Masse zu der Ionisationswirkung im Gewebe angegeben.

Unter der Voraussetzung, daß die Ionisation der Luft im Wesentlichen durch die von schnellen Neutronen erzeugten Rückstoßprotonen verursacht wird, gibt die folgende Formel die Energieabsorption pro g Gewebe als Funktion der Ionisation pro ccm Luft wieder:

$$E_G = I_L \frac{M_L}{D_L B_L} \frac{B_G}{M_G} \frac{\delta_G}{\delta_C} W_L,$$

$E_G$  die von 1 g Gewebe absorbierte Energie,

$I_L$  die in 1 ccm Luftraum erzeugte Zahl von Ionenpaaren,

$M_G, M_L$  die durchschnittlichen Molekulargewichte des H-haltigen Stoffes der Ionisationskammer und der Luft,

$D_L$  die Dichte der Luft,

$B_G, B_L$  die molekularen Bremsvermögen für Protonen in Stoff und in Luft,

$\delta_G, \delta_C$  der Wasserstoffgehalt von Gewebe und H-haltigem Stoff,

$W_L$  die Ionisierungsarbeit in Luft.

Über die Genauigkeit der Bestimmung der Energieabsorption im Gewebe aus der Ionisation schmaler Luftspalte bei Neutronenbestrahlung haben ZIMMER, GRAY und READ [5] Untersuchungen angestellt, aus denen ZIMMER folgert, daß die Messung „mit einer auch für schwierige biophysikalische Fragestellungen ausreichenden Genauigkeit möglich ist“.

Der Nachteil der von ZIMMER zur Bestimmung der Ionisation der Rückstoßprotonen benützten Aerionkammern ist, daß diese Kammern auf Neutronen- und Wellenstrahlungen ansprechen. Bei gleichzeitigem Vorhandensein von Gammastrahlen und Neutronenstrahlen läßt sich mit diesen Kammern die durch Rückstoßprotonen erzeugte Ionisation nicht ermitteln. Man erhält die Summe der Ioni-

sation der Neutronen- und der Gammastrahlung. Da aber das Verhältnis der Energieabsorption im Gewebe zu der gemessenen Ionisation in der Aerionkammer für Neutronen- und Gammastrahlung nicht dasselbe ist, kann die Energieabsorption im Gewebe nur berechnet werden, wenn die Anteile der Strahlenarten bekannt sind. Das Verhältnis der Umrechnungsfaktoren für beide Strahlenarten ist 1:3. Da bei starken Neutronenquellen aber immer Gammastrahlung auftritt, ist eine Methode notwendig, die die speziellen Dosen der Strahlenarten einzeln zu messen erlaubt.

Bei der im Folgenden beschriebenen Ionisationskammer wurde die oben genannte Methode, Ionisationsmessung in Luftspalten zwischen H-haltigen Wänden, beibehalten. Neben dem Ionisationsstrom einer solchen Kammer wurden jedoch gleichzeitig dem elektrischen Meßinstrument noch die Ionisationsströme aus zwei gewöhnlichen Ionisationskammern mit Metallwänden, welche praktisch nicht auf Neutronen ansprechen, zugeführt. Das Volumen dieser Kammern wurde so abgeglichen, daß sich bei Bestrahlung der zwei Kammern mit Wellenstrahlung der Ionisationsstrom aus der Kammer mit den H-haltigen Wänden und die Ströme aus den Metallkammern (Gammakammern) gerade kompensierten.

In Abb. 1 ist der Schnitt durch eine solche Neutronen-Ionisationskammer wiedergegeben. Sie besteht aus einem zylindrischen Mantel aus Messing, in welchem in der Mitte die Ionisationskammer mit den H-haltigen Wänden für Neutronen- und Wellenstrahlung und anschließend zu beiden Seiten je ein Ionisationsraum mit Aluminiumwänden untergebracht ist. In der Mitte der Aluminiumkammern befindet sich je eine ringförmige Elektrode. Die H-haltigen Wände der mittleren Kammer bestehen aus Cellophan von 0,5 mm Dicke. Das erwünschte große Luftspaltvolumen wird erreicht durch Hintereinanderschaltung von 20 graphitierten Cellophan-scheiben in je 5 mm Abstand. Die Scheiben sind zusammengefaßt zu zwei Plattensätzen, von denen der eine mit den Ringelektroden in den Gammakammern leitend verbunden ist und an 230 V Spannung liegt, während der andere Plattensatz 450 V führt. Das Gehäuse der Kammer und die Wände der Gammakammern sind geerdet.

Die Kompensation der Ströme aus der Folien- und den Gammakammern muß härteunabhängig sein, da die spektrale Verteilung der Wellenstrahlung gewöhnlich nicht bekannt und verschieden ist. Die erreichte Kompensation der Ionisationsströme bei Bestrahlung mit RaC-Gammastrahlung (von 23 g Radium) betrug 95%, bei Bestrahlung mit Röntgenstrahlung von 400 kV und 3 mm Pb-Filter 97,5%. Aus diesem geringen Unterschied darf auf gute Kompensation bei noch härterer Gammastrahlung extrapoliert werden. Zur Vermeidung von Fehlern bei eventuellem Vorhandensein weicher Wellenstrahlung ist die Dosiskammer mit 3 mm Blei umkleidet. Durch Verwendung je einer Gammakammer vor und hinter der Folienkammer bleibt die angegebene Kompensation annähernd erhalten bis zu einem Abstand der Ionisationskammer-Strahlenquelle von 80 cm. Die kleinen Ionisationsströme, die durch die geringe Einfanggammastrahlung ( $H^1 [n, \gamma] H^2$ ) thermischer Neutronen erzeugt werden, kompensieren sich bei Benutzung von drei Kammern nach Berechnung zu 60%



er vom elektrischen Meßinstrument angezeigte  
ationsstrom der zusammengesetzten Neutronen-  
er ist also auch bei gleichzeitiger Bestrahlung  
eutronen- und Gammastrahlung nur gleich der  
Rückstoßprotonen in den Luftspalten pro Se-  
erzeugten Ionisation.

a die Ionisationskammer auch zur Dosismessung  
Gammastrahlung benützt werden sollte, war noch  
mlängenunabhängigkeit der Gammastrahlen-  
ndlichkeit erwünscht. Der Unterschied der  
empfindlichkeit bei Bestrahlung mit den beiden  
genannten Spektren beträgt 5%. Die Empfind-  
it für RaC-Gammstrahlung kann also mit aus-  
nder Genauigkeit zur Messung auftretender

Meßgerät genannter Type zu benützen. Es wurde pro  
Einheit des Kammervolumens eine Ionisations-  
empfindlichkeit von  $1,9 \cdot 10^{-6}$  ESE/ccm sec Skt er-  
reicht. Die Ionisation der Wellenstrahlung wird bis  
zu einem Minimalabstand Kammer-Strahlenquelle  
von 50 cm zu 96% kompensiert. Die Einfanggamma-  
strahlung ist bis auf 15% kompensiert.

Nach der oben angegebenen Formel berechnet sich  
für unsere Neutronenkammer aus der Anzahl Ionen-  
paare pro ccm Luft ( $I_L$ ) die Energieabsorption ( $E_{H,O}$ )  
für 1 g Wasser zu

$$E_{H,O} = I_L \frac{28,8}{1,28 \cdot 10^{-3} \cdot 2} \frac{12,5}{162} \frac{0,111 \cdot 32,5}{0,062}$$
$$= I_L 46,89 \cdot 10^3 \text{ [eV]}$$

oder

$$E_{H,O} = q \cdot 167,5 \text{ [erg]},$$

wenn  $q$  die Ladungsmenge der Ionen eines Vorzeichens  
in ESE bedeutet.

Der Dosis  $1 r_m$ , d. i. 93 erg Energieabsorption in  
1 g Wasser, entspricht eine Protonenionisation von  
0,55 ESE pro ccm der Folienkammer.

Das relative Bremsvermögen des Cellophans ändert  
sich (berechnet nach Angaben von BETHE) für Pro-

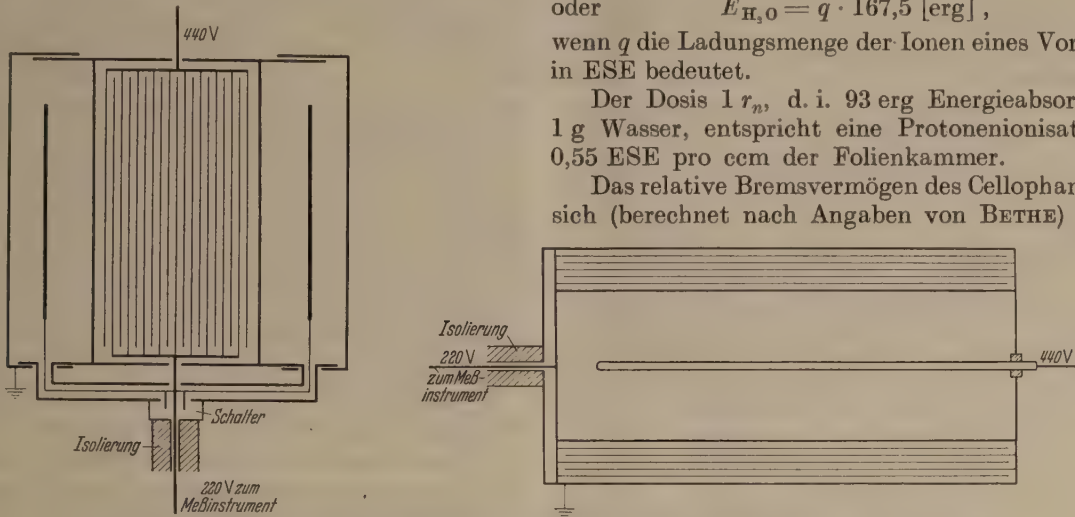


Abb. 1 u. 2. Ionisationskammern zur Messung von Strahlenschutzdosenschneller Neutronen (Schnittskizzen)  
(dünne Striche: Cellophan), Länge der Kammer I 33 cm; Länge der Kammer II 45 cm.

enstrahlung unbekannter Härte benützt werden.  
Gammastrahlenmessung wird durch Umlegen  
Schalters an der Kammer die Summe der  
ationsströme der Gammakammern zur Messung  
acht.)

Zur Strommessung wird das Röntgendosimeter  
Siemens & Halske (es enthält ein Quadrantelektro-  
robuster Bauart) verwendet. Die Strom-  
indlichkeit des Instruments ist  $1,1 \cdot 10^{-11}$  A/Skt;  
rbindung mit der Kammer entspricht dieser Wert  
Ionisationsempfindlichkeit von  $2,36 \cdot 10^{-5}$  ESE/  
sec Skt. Mit dem Meßinstrument kann auch  
Integraldosis (aus dem Spannungsverlust an einem  
bauten Kondensator) bestimmt werden.

Während die oben beschriebene Neutronenkammer  
halb eines Einfallswinkels von 50° zur Zylinder-  
e der Kammer richtungsunabhängig ist und die  
indlichkeit senkrecht zur Achse etwas geringer ist,  
für die in Abb. 2 im Schnitt gezeichnete Neutro-  
kammer die Richtungsunabhängigkeit umgekehrt  
n Einfallswinkel von 50° zur Zylinderachse. Inner-  
dieser 50°-Bereiche wird die Empfindlichkeit  
ger. Die zylindrische Kammer besteht aus Alu-  
um mit einem Bleimantel von 3 mm Dicke zur  
schirmung weicher Wellenstrahlung. Sie setzt  
zusammen aus zwei Teilkammern, einer äußeren  
mer mit fünf Cellophanzylindern in je 1 cm  
and voneinander und 220 V Zugfeldstärke und aus  
Gammakammer im Inneren. Durch Verbesserung  
Isolation (nur 1 Bernsteinisolator und kein Schal-  
war es möglich, ein empfindlicheres elektrisches

tonengeschwindigkeiten von 1,5–13 MeV um rund  
8%. In die obige Formel wurde das Bremsvermögen  
für eine mittlere Protonengeschwindigkeit von 3 MeV  
eingesetzt.

Die benutzte Methode der Ionisationsbestimmung  
hat zur Voraussetzung, daß 1. die Stärke des Cello-  
phans der Reichweite der Protonen genügt und  
2. der Abstand der H-haltigen Wände vernachlässig-  
bar klein gegen die Reichweite der Protonen in Luft ist.  
Für einen kleinen Teil der Protonen, die durch die  
schnellen Li-Neutronen erzeugt werden, ist je nach der  
Richtung, in der diese die Folien durchsetzen, die  
Reichweite mehr oder weniger größer als die Folien-  
dicke. Der dadurch entstehende Fehler ist schon bei  
Verwendung einer Folie gering und bei der beschrie-  
benen Kammer zu vernachlässigen, da die Rückstoß-  
protonen auch noch in den Nachbarfolien abgebremst  
werden. Die Ausdehnung der verwendeten Luft-  
volumina zwischen den H-haltigen Wänden ist nicht  
mehr vernachlässigbar gegen die Reichweite der  
Protonen. Unter den vereinfachenden Annahmen  
einheitlicher Protonenreichweite in Luft von 14 cm  
(entsprechend 3 MeV Protonengeschwindigkeit) und  
gleichmäßiger Richtungsverteilung im Raum er-  
rechnet sich für Kammer I eine Korrektur von + 4%  
und für Kammer II von + 8%.

Es bleibt noch zu untersuchen, ob in der Neu-  
tronenkammer noch andere Ursachen für die Luft-  
ionisation als Wellenstrahlung und Rückstoßprotonen  
in Frage kommen. Gammastrahlung aus den Kammer-  
wänden, verursacht durch Kernreaktion mit Neu-



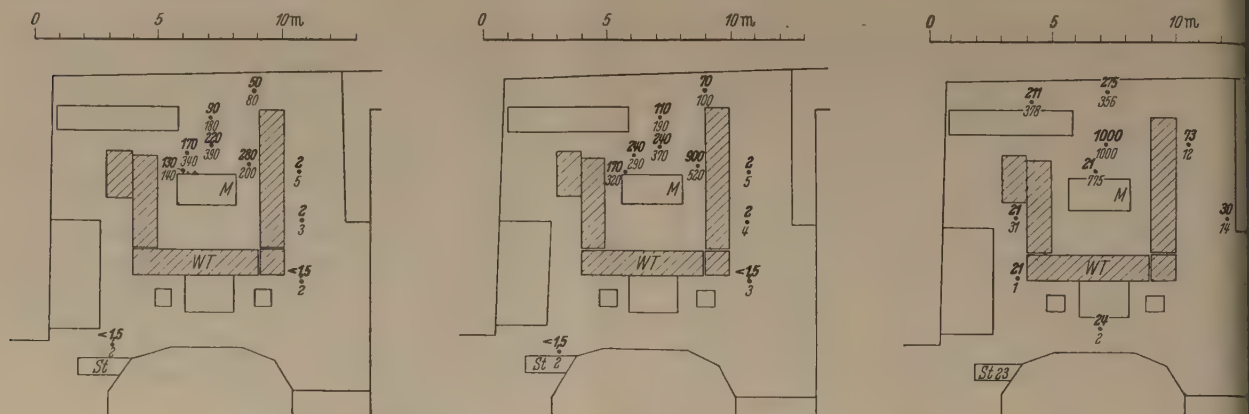


Abb. 3, 4 u. 5. Dosisverteilung am Pariser Zyklotron. ST: Schalttisch, WT: Wassertank, M: Magnet.

Abb. 3. Be-Neutronen. Neutronendosisleistung  
in  $10^{-6} r_n/\text{sec}$  (fette Ziffern), Gammadosisleistung,  
in  $10^{-6} r/\text{sec}$  (magere Ziffern).

Abb. 4. Li-Neutronen. Neutronendosisleistung  
in  $10^{-6} r_n/\text{sec}$  (fette Ziffern), Gammadosisleistung  
in  $10^{-6} r/\text{sec}$  (magere Ziffern).

Abb. 5. Be-Neutronen. Relative Intensität  
der langsamen Neutronen (fette Ziffern),  
relative Ionisation der Aerionkammern  
(magere Ziffern).

tronen, würde weitgehend kompensiert werden und es ist solche Gammastrahlung von merklicher Intensität auch nicht zu erwarten. Korpuskularstrahlung aus Kernreaktionen mit dem Metall könnte zu Fehlern führen. Langlebige radioaktive Prozesse störender Größenordnung sind, wie sich nach Abschalten der Neutronenquelle zeigt, nicht vorhanden. Auch eine Untersuchung auf künstliche Radioaktivität des Aluminiumbleches, welche Professor RIEZLER freundlicherweise vornahm, bestätigt dies. Merkliche Beeinflussung durch Korpuskularstrahlung anderer Kernprozesse in der Kammer ist nicht anzunehmen. Ebenso kann eine unmittelbare Luftionisation durch die Neutronen vernachlässigt werden.

Unter Einrechnung der Korrekturen von  $+4$  bzw.  $+8\%$  sind die Momentandosis-Empfindlichkeiten der Dosismesser (60teilige Skala)

Dosismesser I  $4,5 \cdot 10^{-5} r_n/\text{sec Skt}$

Dosismesser II  $3,8 \cdot 10^{-6} r_n/\text{sec Skt}$ .

Es können also mit den Dosismessern noch Toleranzdosisleistungen ( $1 \cdot 10^{-5} r_n/\text{sec}$ ) gemessen werden.

Bei Integralmessungen mit Dosismesser I ist die Dosis bei maximalem Ausschlag (Meßbereich 800)  $2,1 r_n$ .

#### Dosisverteilung am Pariser Zyklotron.

Mit den oben beschriebenen Kammern wurde unter anderem die Dosisverteilung der Neutronen- und der Gammastrahlung am Pariser Zyklotron gemessen.

Die Strahlenschutzeinrichtungen des Zyklotrons gehen aus Abb. 3, 4 und 5 hervor. Die eingezeichneten Wasserschutzwände (ohne Borzusatz) sind durch eine Decke aus Wasserkanistern über dem Zyklotron in sich geschlossen.

Die Genauigkeit der Messungen war beeinträchtigt durch große Schwankungen der Deuteronenstromstärke, die durch die großen Spannungsschwankungen der damaligen Zeit (1943) verursacht waren. Der relative Fehler der aus mehreren Ablesungen gewonnenen Meßwerte beträgt  $\pm 15\%$ .

Die Neutronendosisleistungen des Zyklotrons sind bei  $5 \mu\text{A}$  Deuteronenstromstärke von der Größenordnung  $10^{-4} r_n/\text{sec}$  für Li- und Be-Target. Die Dosisleistung der Gammastrahlen ist größer als die der Neutronen.

Die Abb. 3 und 4 zeigen die Dosisverteilung der Strahlungen vor dem Zyklotron. Die Werte beziehen sich auf Li- bzw. Be-Bestrahlung im Innern der Beschleunigungskammer im abgelenkten Deuteronenstrahl bei  $5 \mu\text{A}$  Stromstärke. Die stärksten Dosen

wurden gemessen in Richtung der auftreffenden Deuteronenstrahlung ( $r_n = 30$  bzw.  $38$ ) nahe am Wassertank.

Hinter den Schutztanks ist bei Bestrahlung abgelenkten Deuteronenstrahl die Dosis der schnellen Neutronen sowie die Summe aus dieser Dosis und der Dosis der auffallenden Gammastrahlung bis etwa  $10^{-4} r_n/\text{sec}$  Stromstärke nirgends größer als die Toleranzdosis. Am Schalttisch kann die Dosis nicht größer sein als das Dreifache der Erbschädigungsdosisleistung bei  $7\frac{1}{2}$  stündiger Arbeitszeit, d. i.  $3 \cdot 10^{-6} r_n/\text{sec}$ .

Über die Verteilung langsamer Neutronen und die Verteilung ionisierender Strahlung bei Be-Bestrahlung im abgelenkten Strahl berichtet Abb. 5. Die Intensität der langsamen Neutronen wurde von Professor RIEZLER mit Indikatoren gemessen. An denselben Punkten wurde die Luftionisation in den Aerionkammern bestimmt. Diese setzt sich zusammen aus der Ionisation der Rückstoßprotonen, aus der Ionisation der Gammastrahlung und aus der Ionisation der Gammastrahlung aus Einfangprozessen in der Aerionmasse.

#### Zusammenfassung.

Nach einem Hinweis auf den Wert der Strahlungsgröße „Dosis“ wird die bei den Messungen zu verwendende Maßeinheit der Neutronendosis festgelegt. Ihre Meßmöglichkeiten werden diskutiert.

Es werden zwei Neutronen-Dosisleistungsmessgeräte beschrieben. Die Ionisationskammer besteht aus einem Ionisationsraum mit Cellophanwänden, der auf Neutronen- und Gammastrahlen anspricht, und einem oder zwei Ionisationsräumen mit Al-Wänden, deren Ionisation durch Gammastrahlen zur Kompensation der Gammastrahlenionisation des Cellophanionisationsraumes benützt wird. Durch kondensatorartige Anordnung mehrerer Cellophanwände kann ein großes Luftvolumen für die Ionisation durch Neutronen verwendet werden. Mit den Neutronendosismessern können Toleranzdosisleistungen gemessen werden.

Die Verteilung der Dosisleistungen der schnellen Neutronen und der Gammastrahlen und die Verteilung der relativen Intensitäten der langsamen Neutronen am Pariser Zyklotron nach Messungen vom Jahre 1943 werden mitgeteilt.

**Literatur.** [1] Nach WACHSMANN, F.: Strahlenth. 86, 4 (1952). — [2] GRAY, L. H.: Groningen Study Meeting (1939). — [3] Fiatberichte Bd. 21. — [4] ZIMMER, K. G.: Strahlenth. 63, 516 u. 528 (1938). — Phys. Z. 42, 360 (1941). — HESS, u. K. G. ZIMMER: Strahlenth. 75, 70 (1944). — [5] GRAY, L. H. u. J. READ: Nature 144, 439 u. 509 (1939).

Prof. Dr. BERNHARD HESS, Regensburg, Schloß Prüfening.



# Bestimmung der Konzentration und des Absorptions-Koeffizienten von Adsorbaten durch Reflexionsmessungen\*.

Von GÜNTER SCHWUTKE, München.

Mit 11 Textabbildungen.

(Eingegangen am 2. April 1953.)

Die sog. Remissionsfunktion  $I_0/I = f(\lambda)$  [ $I_0$  = Intensität des auffallenden Lichtes,  $I$  = Intensität des aus der Oberfläche austretenden Lichtes], die man bei der Reflexion von Licht an gefärbten Pulvern erhält, ist vielfach untersucht worden. Diese Funktion hängt mit dem Absorptionsspektrum der Substanz zusammen, denn das reflektierte Licht verdankt seine Färbung dem Umstand, daß es nach dem Einfallen in die Oberfläche des Pulvers in der Substanz mehr oder weniger großen Zickzackwegen umkehrt und dabei teilweise die Pulverteilchen durchsetzt. In den Arbeiten wird das Auftreten von Absorptionen im reflektierten Licht jedoch nur für analytische Aufgaben der Chemie herangezogen, ohne daß Zusammenhang mit dem Absorptionskoeffizienten der betreffenden Substanz quantitativ diskutiert wird. Systematische Untersuchungen schließen an die Arbeit von KUBELKA-MUNK [1] an, in der theoretisch und experimentell die Veränderung einer Untergrundfarbe durch einen Deckfarbenanstrich für unebene Anstriche untersucht wird. Die von ihnen entwickelte, für die Farbmeßtechnik wichtige Funktion  $\frac{1}{R} (R = \text{refl. Intensität})$  spielt heute in der amerikanischen Farbstoffindustrie [2] unter dem Namen KUBELKA-MUNK-Funktion eine große Rolle.

In Deutschland sind derartige Untersuchungen bisher ohne Kenntnis dieser Literatur von KORTUM [3] mit Messungen an Kristallpulvern begonnen worden<sup>1</sup>. Es wird dabei mit der Remissionsfunktion in der Form  $\log I_0/I = f(\lambda)$  gearbeitet. Unter bestimmten Bedingungen (Kristallitgröße!) ist diese Funktion charakteristisch für die Substanz, zwar nicht identisch mit dem im durchfallenden Licht gemessenen Absorptionsspektrum, aber diesem ähnlich. Wir haben bei unseren Überlegungen zusätzlich die Lichtstreuung berücksichtigt und untersucht, welche quantitativen Aussagen damit an Adsorbaten gewonnen werden.

## Theorie.

Wird eine Pulveroberfläche von einem Lichtstrom getroffen, so kann man an der Oberfläche zwei Vorzeichen unterscheiden. An den zahllosen winzigen, unorientierten „Elementarspiegeln“, den Grenzflächen der Pulverteilchen an der Oberfläche, tritt eine Reflexion ein. Im folgenden sehen wir von dem Anteil der Strahlung ab, da er nach KORTUM innerhalb der Meßgenauigkeit von 5% ist. Der weitgrößte Teil der auftreffenden Strahlung wird an den Pulverteilchen gestreut. Die Größe dieser Teilchen bewirkt eine Streuung im Sinne des „Mieeffektes“, d. h. es findet eine Vorwärtsstreuung statt. Auf Grund der engen Packung der Pulverteilchen

anzunehmende Vielfachstreuung hebt aber die Auswirkung einer bevorzugten Streurichtung auf.

H. H. THEISSING [4] hat gezeigt, daß bereits nach einer Folge von vier Einzelstreuungen das Strahlungsfeld wieder symmetrisch verläuft. Gehen wir von diffus einfallendem Licht aus, so dürfen wir mit gleichmäßiger Fortpflanzung nach allen Richtungen innerhalb des Körpers rechnen; eine zur Oberfläche parallele Ebene wird also von zwei diffusen Lichtströmen entgegengesetzter Richtung durchsetzt. Für eine quantitative Berechnung der Intensitätsverteilung des aus dem Pulver herausgestreuten Lichtes muß zunächst die Schwächung dieser beiden Lichtströme in einer Zwischenschicht der Dicke  $dx$  bestimmt und anschließend über sämtliche Schichtelemente summiert werden. Die Veränderung ist bedingt durch Streuung und durch Absorption.

Wir kommen damit zu einem Ansatz, der formal mit den Ausgangsgleichungen von KUBELKA-MUNK übereinstimmt; wir fanden deshalb das Ergebnis unserer Berechnung als Teilergebnis dieser Arbeit bestätigt.

Mit  $k_a$ : Absorptionskoeffizient und  $k_s$ : Koeffizient, der von der Streuung abhängig ist wird der zurückreflektierte Lichtanteil

$$R = 1 + \frac{k_a}{k_s} - \sqrt{\left(\frac{k_a}{k_s}\right)^2 + 2\left(\frac{k_a}{k_s}\right)} = F\left(\frac{k_a}{k_s}\right).$$

Für die Messung an Adsorbaten beziehen wir  $R_{\text{Adsorbat}}$  auf  $R_{\text{Adsorber}} = 1$  und setzen  $k_a = ck'_a$ ; der Streuanteil des Lichtes wird als unabhängig vom Adsorbaten angenommen.

Nach einer einfachen Umrechnung ergibt sich:

$$\frac{(R_{\text{Ads.}} - 1)^2}{2 R_{\text{Ads.}}} = c \frac{k'_a}{k_s}; \quad \text{mit} \quad \frac{(R_{\text{Ads.}} - 1)^2}{2 R_{\text{Ads.}}} = A \quad (1)$$

wird dann

$$\log A = \log c + \log k'_a - \log k_s. \quad (2)$$

Wir haben damit zwei Möglichkeiten, die Berechtigung unseres Ansatzes experimentell zu prüfen:

- $A \sim c$ ;
- $\log A = F(\lambda)$   $c = \text{const}$  muß bis auf die Konstante

$\log \frac{c}{k_s}$  (Parallelverschiebung) den Verlauf des Absorptionskoeffizienten wiedergeben.

## Experimenteller Teil.

Um Adsorbate verschiedener Oberflächenkonzentration herzustellen, wurde eine abgemessene Menge der abgestuften Lösungen der Untersuchungssubstanz mit der entsprechenden Menge Adsorbens vermischt und gut geschüttelt, Adsorbat und Lösung durch Zentrifugieren getrennt und das Adsorbat schließlich an der Luft getrocknet. Da die Größe der adsorbierenden Oberfläche nicht bekannt ist, kann die wirkliche Oberflächenkonzentration nicht bestimmt werden. Wir haben die pro ein Gramm Adsorber fest-

<sup>1</sup> Auszug aus einer Dissertation.

Auch wir wurden mit den auf KUBELKA-MUNK zurückzuführenden Arbeiten erst nach Abschluß der hier mitgeteilten Untersuchungen durch die freundlichen Hinweise der Herren K. EL (Elberfeld) — PESTEMER (Leverkusen) bekannt.



gehaltene Menge der Substanz der wirklichen Oberflächenkonzentration proportional angenommen und diese scheinbare Oberflächenkonzentration pro 1 Gramm Adsorber mit  $c$  bezeichnet. Sie wird aus der Differenz von Ausgangslösungskonzentration  $a$  und der Konzen-

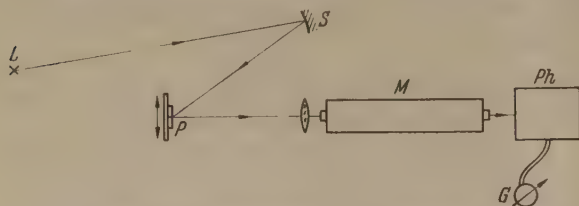


Abb. 1. Schema der Meßanordnung. ( $L$  Lichtquelle,  $S$  Spiegel,  $P$  Schlitten mit Proben,  $M$  Monochromator,  $Ph$  Photozelle mit Verstärker,  $G$  Galvanometer.)

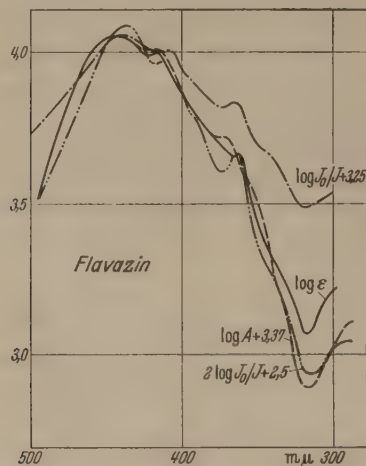


Abb. 2. Verlauf der Remissionsfunktion und der  $A$ -Funktion im Vergleich zu  $\log \epsilon$ .

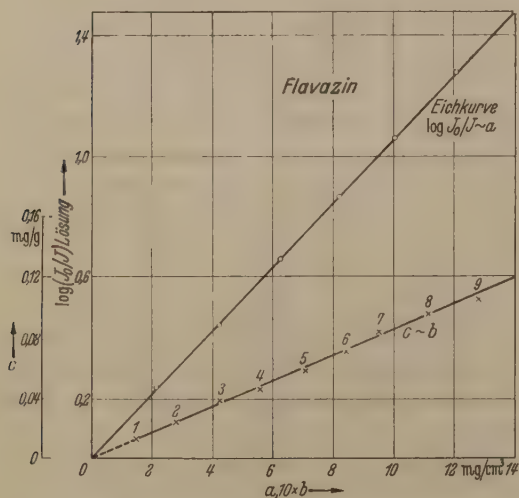


Abb. 3. Eichkurven zur Konzentrationsbestimmung.

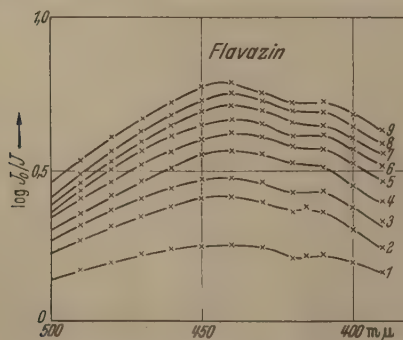


Abb. 4. Wellenlängen-Abhängigkeit der Remissionsfunktion für verschiedene Konzentrationen.

tration  $b$  der abzentrifugierten Endlösung bestimmt. Die Konzentration  $b$  ist mit Hilfe der Absorption gemessen worden. Da die Gültigkeit des BEERSchen Gesetzes von Fall zu Fall in dem zu untersuchenden Konzentrationsbereich festgestellt werden mußte,

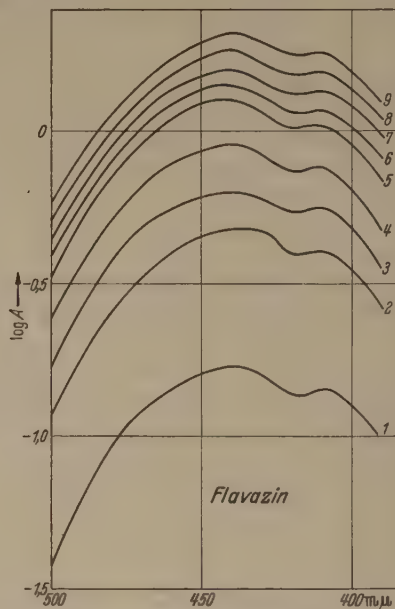


Abb. 5. Wellenlängen-Abhängigkeit der  $A$ -Funktionen für verschiedene Konzentrationen.

wurde an Hand der abgestuften  $a$ -Werte die Eichkurve  $\log I_0/I_{L\delta s.} = f(a)$  aufgenommen und daraus auch  $b$  ermittelt. Untersucht wurden die an Stärke adsorbierten Substanzen Flavazin, Flaviansäure, Eosin und Chinolingelb.

Abb. 1 zeigt die Meßanordnung. Das Licht der m Gleichstrom betriebenen Quecksilberhöchstdrucklampe HBO 500 von Osram wird über einen Hohlspiegel auf das Pulver abgebildet. Das Adsorbat und der Bezugstandard befinden sich in zwei kleinen Vertiefungen

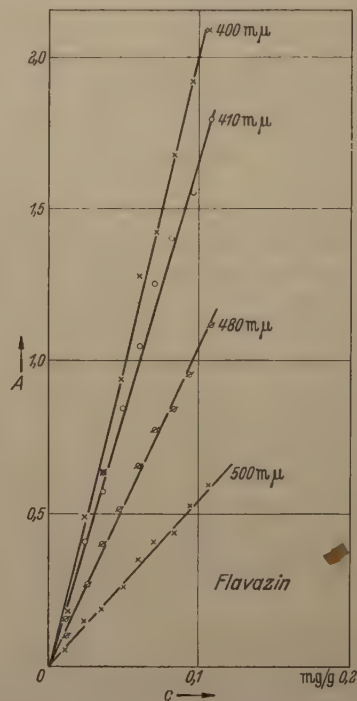


Abb. 6. Konzentrations-Abhängigkeit der  $A$ -Funktion für verschiedene Wellenlängen.



Metallblocks. Der Metallblock ist auf einen  
ten montiert. Dadurch können Adsorbat und  
standard abwechselnd in den Strahlengang ge-  
t werden. Eine Quarzlinse bildet die gleich-  
beleuchtete Pulveroberfläche auf den Eintritts-  
des Quarzmonochromators mit der Öffnung 1:2  
r verstärkte Photostrom der PRESSLER Photozelle  
wurde mit dem Galvanometer gemessen. Die  
ordnung wurde mit Hilfe des Absorptionsspek-  
von Kaliumchromat geeicht und auf Repro-  
barkeit geprüft. Es ergab sich eine Überein-  
ung von 5%.

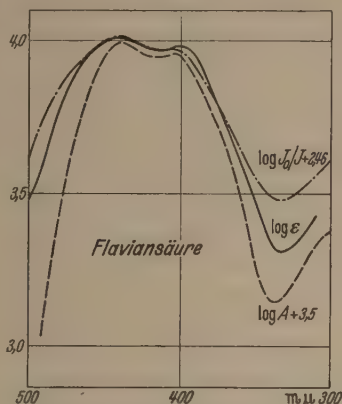


Abb. 7. Verlauf der Remissionsfunktion und der A-Funktion im Vergleich zu  $\log \epsilon$ .

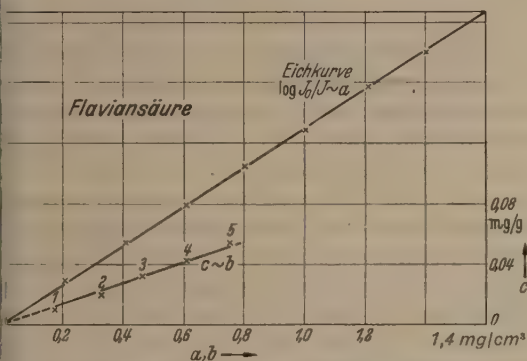


Abb. 8. Eichkurven zur Konzentrationsbestimmung.

### Meßergebnisse.

ergleichen wir zunächst den Verlauf von  $\log \epsilon$  für  
Flavazinsäure mit dem Verlauf von  $\log I_0/I$   
 $\log A$  (Abb. 2) des Adsorbats der Konzentration  
0.6 mg/g), so zeigt sich, daß die  $\log A$ -Kurve im  
gleichen bis auf eine Linearverschiebung ( $\log A$   
7) mit der  $\log \epsilon$ -Kurve zusammenfällt<sup>1</sup>; ver-  
man auch die  $\log I_0/I$ -Kurve anzupassen, so muß  
dafür die punktiert eingezeichnete Funktion  
 $I_0/I + 2,5$  setzen, was aber nicht begründet ist  
auch experimentell nicht überzeugt. Die Be-  
gung der A-Funktion dokumentiert sich deutlicher  
r Konzentrationsabhängigkeit. Die scheinbare  
ächenkonzentration  $c$  der Adsorbate 1—9 in  
r<sup>3</sup> in Abb. 3 ist über die Eichkurve gemessen  
p. Ein Vergleich der Abb. 4 u. 5 beweist, daß  
e  $\log A$ -Funktion ziemlich befriedigend die Be-  
agen einer charakteristischen Farbkurve erfüllt;  
roportionalität von  $A$  und  $c$  wird gleichfalls

ie vielleicht willkürlich erscheinende Anpassung der  
a für das Absorptionsmaximum ist gerechtfertigt, wie  
lkussion der Flaviansäure-Meßreihe zeigen wird.

bestätigt (Abb. 6). Die entsprechenden Ergebnisse für  
Flaviansäure zeigen die Abb. 7—11. Im Bereich der  
Minima fällt das mit abnehmender Konzentration

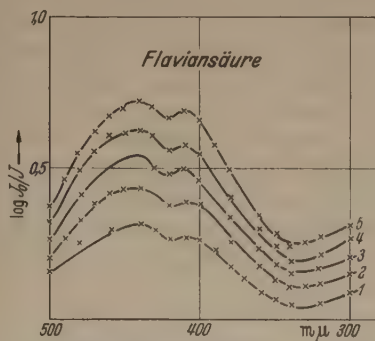


Abb. 9. Wellenlängen-Abhängigkeit der Remissionsfunktion für verschiedene Konzentrationen.

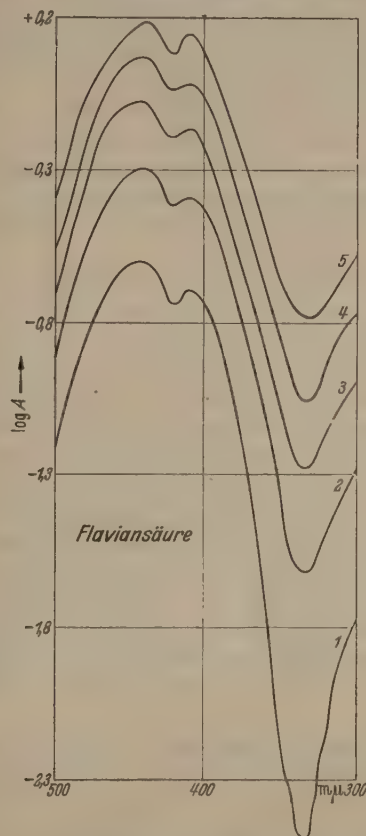


Abb. 10. Wellenlängen-Abhängigkeit der A-Funktion für verschiedene Konzentrationen.

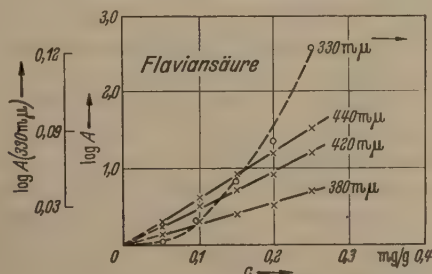


Abb. 11. Konzentrations-Abhängigkeit der A-Funktion für verschiedene Wellenlängen.

immer stärkere Abfallen der  $\log A$ -Werte auf, was beim  
2. Minimum (330 mμ) besonders stark ausgeprägt ist.  
Die gesamte Kurve erscheint im Vergleich mit der  
 $\log \epsilon$ -Kurve gestreckt. Daß es sich dabei um ein  
Hinunterdrücken der Minima handelt, sieht man aus



der Abb. 11, mit  $A=f(c)$ . Für die Wellenlängen  $420\text{ m}\mu$ ,  $440\text{ m}\mu$ ,  $380\text{ m}\mu$ , also im Bereich des Absorptionsmaximums, ist die lineare Beziehung zwischen den genannten Größen gültig, für das Minimum dagegen nicht mehr. Damit ist auch die Art der Anpassung der Flavazin-Kurve  $\log A=f(\lambda)$  gerechtfertigt.

Außer den bisher mitgeteilten Messungen wurden noch solche bei höheren Konzentrationen durchgeführt. Da bei hohen Konzentrationen die colorimetrische Methode versagt, verzichteten wir für diese orientierenden Messungen z. T. auf die Bestimmung der scheinbaren Oberflächenkonzentration  $c$  und haben die Konzentration  $a$  der Ausgangslösung als Parameter gewählt. Bei Chinolingelb und Flaviansäure nähert sich die  $\log A$ -Kurve mit steigender Konzentration immer mehr der Lösungskurve  $\log \varepsilon$ . Bei Flavazin liegt dagegen bei hoher Konzentration das Absorptionsminimum etwas höher als der entsprechende Wert der  $\log \varepsilon$ -Kurve. Azobenzol und Methylenblau zeigen schon bei verhältnismäßig kleinen Oberflächenkonzentrationen ein abweichendes Verhalten.

Die experimentellen Ergebnisse zeigen, daß der einfache theoretische Ansatz das Reflexionsvermögen eines Teils der untersuchten Substanzen in einem großen Konzentrationsbereich befriedigend beschreibt, daß er für eine generelle Lösung aber nicht ausreicht.

#### *Diskussion der Meßergebnisse.*

Wir haben an Hand der gemessenen Kurven die Übereinstimmung bzw. Abweichung von den in Absorption gemessenen Werten nur relativ grob diskutiert. Es ist nicht zu verkennen, daß verschiedenartige charakteristische Unterschiede vorliegen.

Die Maxima oder Minima liegen im allgemeinen nicht genau bei der gleichen Wellenlänge wie im Absorptionsfall. Bei Azobenzol und Methylenblau deuten die starken Veränderungen im Kurvencharakter auf eine Beeinflussung des Absorptionsvorganges durch den Adsorptionsvorgang hin. Der Einfluß der Konzentration wiederum zeugt von Wechselwirkungskräften der adsorbierten Moleküle. Derartige Erscheinungen sind z. B. nach Arbeiten von DE BOER [5] zu erwarten.

Darüber hinaus läßt sich mit Sicherheit sagen, daß unser Ansatz, der zu der auch von KUBELKA und MUNK gefundenen Funktion führte, verfeinert werden muß. Es kann nicht angenommen werden, daß das Adsorbat gleichmäßig im Adsorber verteilt ist. Es wird bevorzugt nahe der Oberfläche konzentriert sein. Außerdem darf wohl auch nicht generell das Streuvermögen wellenlängenunabhängig angenommen werden.

Aus den vorliegenden Messungen läßt sich für die einzelnen Substanzen über das Gewicht der verschiedenen Vernachlässigungen nichts sagen. Es ging zunächst nur darum, einen zweckmäßigen Ausgangspunkt für systematische Untersuchungen zu finden. Er scheint uns in der  $A$ -Funktion gegeben. Wir werden die Messungen an Substanzen, welche für die auf-

geführten Parameter besondere Aufschlüsse erwarten lassen, mit verbesserter Meßgenauigkeit fortsetzen. Nach einem freundlichen Hinweis von Herrn D. MERKEL (Elberfeld-Wuppertal) erscheint das Verhalten bei trans-Stilben besonders aufschlußreich.

#### *Anwendungen.*

Trotz der vielen noch ungeklärten Fragen liegt die praktische Bedeutung dieser Ergebnisse für die Chromatographie auf der Hand. Die ursprünglich aus den Bedürfnissen der Praxis entstandenen Untersuchungen [6] erwiesen schon mit den empirischen Ergebnissen bei Anwendung der Remissionsfunktion ihre Brauchbarkeit. Durch den Übergang zu der  $A$ -Funktion ist eine recht exakte quantitative Analyse von Chromatogrammen möglich geworden. Der einfache Zusammenhang  $A$  proportional  $c$  macht die Aufstellung von Eichkurven besonders bequem, da hierfür die Messung eines einzigen Adsorbates bekannter Konzentration genügt. Es ist weiterhin von besonderer methodischer Bedeutung, daß auch mit Papier als Adsorbens ganz entsprechende Ergebnisse gefunden wurden. Die Messungen wurden von uns für Chinolingelb aus wässriger Lösung mit normalem Chromatographierpapier *Whatman* Nr. I durchgeführt. Auch für die Auswertung von Elektrophorese-Diagrammen z. B. in der Form der Papier-Ionophorese nach GRASSMAN wurde die Anwendung der Methode bereits erprobt.

#### *Zusammenfassung.*

Mit Hilfe der „Kubelka-Munk“-Funktion können aus Reflexionsmessungen an Adsorbaten charakteristische Farbkurven gewonnen werden. Der Wert der Funktion steht in einfachem Zusammenhang mit der Konzentration des Adsorbates.

Herrn Prof. Dr. W. ROLLWAGEN danke ich für sein stetiges und förderndes Interesse und für seine Ratschläge, die wesentlich zu dieser Arbeit beitrugen.

Des am 15. 10. 1951 verstorbenen Prof. Dr. F. JAHNEL vom Serologischen Institut der Deutschen Forschungsanstalt für Psychiatrie gedenke ich mit Dankbarkeit für die gewährte Gastfreundschaft.

Besonderen Dank schulde ich Fräulein I. F. PRUCKNER, welche die erste Anregung zu dieser Arbeit gab und sie durch Leihgaben aus ihren Gerätebeständen erst ermöglichte, ferner Dr. Graf M. v. SCHULENBURG für viele Diskussionen und wertvolle Anregungen.

**Literatur.** [1] KUBELKA, P. u. F. MUNK: *Z. techn. Phys.* 12, 593 (1931); KUBELKA, P.: *J. O. S. A.* 38, 448 (1948). — [2] Z. B. DERBY, R. E.: *Amer. Dyestuff Reporter* 550 (1950). — [3] KORTÜM, G.: *Z. Naturforsch.* 2a, 20 (1947). — [4] THIESING, H. H.: *J. O. S. A.* 40, 232 (1950). — DE BOER: *Z. phys. Chemie*, B18 (1932). — [6] PRUCKNER, I. u. D. SCHULENBURG: *SCHWUTKE: Naturwiss.* 38 (1951), H. 2, 45/46.

Dr. rer. nat. GÜNTER SCHWUTKE,  
Institut für Elektromedizin und Elektronentechnik  
der Universität München.



## Berichte.

### Pendeluhren, Quarzuhren und Atomuhren als Zeitstandards.

#### Ein Vergleich.

Von A. SCHEIBE, Braunschweig.

Mit 20 Textabbildungen.

(Eingegangen am 15. April 1953.)

Im Jahre 1932 veröffentlichten U. ADELSBERGER und der Verf. [1] die erste Mitteilung über die von ihnen in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt entwickelten und konstruierten Quarzuhren; im Jahre 1933 zeigten sie dann in einer eingehenden Arbeit [2], nach Beobachtungen an den Gängen der Quarz-IV eine Schwankung der Drehgeschwindigkeit der Erde höchst wahrscheinlich sein mußte. Dies und andere Ergebnisse beweisen, daß die Quarz-Zeitstandards außerordentlich hoher Präzision die eine größere Gangkonstanz als die bisher getesteten astronomischen Pendeluhren haben und die Frage nach der Konstanz der astronomischen Zeitstandards zu stellen gestatten.

Seit 1932 sind nun mehr als 20 Jahre physikalische Entwicklung an den Quarzuhren verfloßen. Quarzuhren als das Bessere haben nach und nach Pendeluhren im astronomischen Zeitdienst verdrängt; jetzt scheint es so, als ob mit der „Atomuhr“ der etwas entstanden ist, das seinerseits die Quarz-Zeitstandards ersetzen imstande ist. Es dürfte daher nicht verwunderlich sein, in einer kurzen zusammenfassenden Betrachtung die Leistungen von Pendel-, Quarz- und Atomuhr abzuwägen und zu einem Urteil über sie zu kommen, was von diesen verschiedenen Präzisionsuhren als Zeitstandards verlangt und erwartet werden kann.

Für ein Verständnis des Folgenden ist es nötig, einige Begriffe, die für die Beurteilung der Leistung von astronomischen Präzisionsuhren immer gebraucht werden, kurz zu rekapitulieren. Wir nehmen deshalb an, es bestehe eine mit einem Zifferblatt versehene, die die richtige astronomische Zeitskala, die sich nach dem Ablauf von 86400 „mittleren Sekunden“ stets um jeden Zeitfehler wiederhole; jede Zeitmarke der Skala habe wahre Zeit (WZ). Wird eine irdische Präzisionsuhr an diese astronomische Zeitskala angeschlossen, so wird im allgemeinen kein Unterschied zwischen dem Gangschlag der Uhr und dem Gangschlag der Präzisionsuhr mit der zugehörigen Zeitmarke der Skala festgestellt werden. Wird die irdische Uhr zusammengefallen, sondern zeitlich etwas zu früh oder zu spät da sein. Dies demonstriert sehr überzeugend Abb. 1, die graphisch Stände und Gänge eines irdischen Zeitstandards (QZ) für zwei aufeinanderfolgende Tage darstellt. Die Abweichung des irdischen von dem zugehörigen astronomischen Sekundenstand am Tag  $n$  wird als Stand  $U$  der irdischen Uhr bezeichnet.  $U$  ist negativ, wenn der Gangschlag der irdischen Uhr zeitlich vor, positiv, wenn er zeitlich nach dem der astronomischen Zeitmarke registriert wird.

Vergleicht man auf diese Weise laufend eine irdische Uhr mit den Angaben der astronomischen Zeitskala, so wird man außerdem finden, daß im allgemeinen der Betrag des Standes  $U$  von Tag zu Tag nicht konstant bleibt, sondern sich vergrößert oder verkleinert. Man führte zur Erfassung dieser

Eigenschaft den Begriff des täglichen Ganges  $g$  ein, der gleich der Differenz zweier aufeinanderfolgender Stände  $U$  ist, die in einem Zeitabstand von 86400 „mittleren Sekunden“, d. h. im Abstand einer Tageslänge (= dies) gemessen werden:

$$g = (U_{n+1} - U_n) \text{ sec/dies.} \quad (1)$$

Der tägliche Gang  $g$  ist negativ, wenn ein Sekunden-schlag der irdischen Uhr gegenüber der zugehörigen

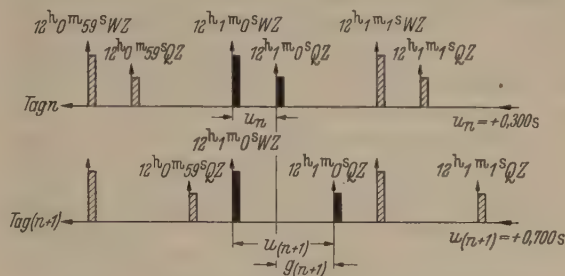


Abb. 1. Stand- und Gangbestimmung für einen irdischen Zeitstandard.

Zeitmarke der astronomischen Skala von Tag zu Tag früher, er ist positiv, wenn er später registriert wird; so z. B. Tag  $(n + 1)$  der Abb. 1.

Der Gang  $g$  ist nun wiederum im allgemeinen weder gleich Null, noch konstant: er ändert sich mit der Zeit! Dies ist außerordentlich unerwünscht und die Brauchbarkeit einer Uhr als Zeitstandard bei zu großen und unregelmäßigen Änderungsbeträgen meist in Frage stellend. Ich spreche daher nur solche Uhren als Zeitstandards an, deren Gangabhängigkeit von der Zeit  $t$  ( $t$  in Tagen gezählt) sich durch eine stetige Funktion

$$g = f(t) \quad (2)$$

ausdrücken läßt, die mathematisch einfach aufgebaut ist, deren Koeffizienten klein sind und die für eine möglichst lange Zeitepoche gilt. Eine einfache Zeitfunktion wäre beispielsweise:

$$g = g_0 + a \cdot t + b \cdot t^2 + c \cdot t^3 \dots \quad (3)$$

Ist die Funktion  $g = f(t)$  für eine Uhr aufgefunden, so läßt sich aus ihr durch Integration der Stand  $U$  (ber) für einen beliebigen Zeitpunkt innerhalb der Epoche, für die sie gilt, bestimmen:

$$U(\text{ber}) = U_0 + \int_{t_0}^{t_n} f(t) \cdot dt. \quad (4)$$

Unerfreulich ist in diesen Gleichungen das Auftreten der beiden Konstanten  $g_0$  und  $U_0$ , das die Beurteilung von Gangleistungen verschiedener Uhren hemmt. Die beiden Konstanten sind mechanisch bedingt und haben nichts mit der zeitlichen Leistung einer Uhr zu tun.  $g_0$  rührt einfach daher, daß nur schwer das steuernde Organ einer Uhr so exakt abzugleichen ist, daß die Sekunde der Uhr exakt gleich der „mittleren Sekunde“ wird; während  $U_0$  dadurch entsteht, daß



es bei Inbetriebsetzung der Uhr nie zu erreichen ist, z.B. den 0ten Sekundenschlag der Uhr mit der zugehörigen 0ten Zeitmarke der astronomischen Zeitskala exakt zusammenfallen zu lassen. Es ist bei Leistungsbetrachtungen daher immer erlaubt,  $g_0$  und  $U_0$  außer acht zu lassen, d. h. in (3) und (4) gleich Null zu setzen. Wir werden diesem Brauch folgen.

Die Koeffizienten  $a, b, c, \dots$  beschreiben nur das systematische Verhalten des Zeitstandards; wir dürfen demgegenüber jedoch die zufälligen Gangschwankungen nicht außer acht lassen. Wir führen sie als  $\delta g$  in die Gangformel ein und umfassen damit all das, was ohne gesetzmäßige Beziehungen auf die Zeitangabe des Standards einwirkt, z.B. unkontrollierbare Temperatureinflüsse, Einwirkungen von Erschütterungen, spontane Änderungen der Stoffkonstanten des Steuerorganes usw. Über lange Zeiträume betrachtet, läßt sich  $\delta g$  bei vorzüglichen Zeitstandards einigermaßen zuverlässig bestimmen; wir bekommen so für  $\delta g$  einen Mittelwert, den wir als zufällige Gangschwankung bezeichnen und der bei Beurteilung der Gangleistung des Zeitstandards eine maßgebende Rolle spielt.

Die Gangformel muß jedoch noch in einem anderen Sinn erweitert werden. Wir bekommen die einzelnen  $g$ -Werte von Tag zu Tag nach (1) ja nur über die Standbildung  $U$  gegen die astronomische Zeitskala. Hierbei lassen sich experimentell Meßfehler  $w$  nicht vermeiden, die in die Formel additiv eingehen.

Wir erhalten für die Gangformel, die wir der Beurteilung der Leistung eines Zeitstandards zugrunde legen wollen, damit abschließend:

$$g = a \cdot t + b \cdot t^2 + c \cdot t^3 \dots + \delta g + w. \quad (5)$$

Der Fehler einer Standbestimmung  $U$  eines Zeitstandards auf einer Sternwarte gegen die astronomische Zeitskala, gemittelt über alle während einer einzigen Nacht möglichen astronomischen Einzelbestimmungen, liegt zwischen  $\pm 0,003$  und  $\pm 0,020$  sec. Daraus erhellt, daß auch für den besten Zeitstandard der über die Dauer eines Tages gemessene tägliche Gang  $g$  kaum genauer als auf etwa  $w = \pm 0,004$  bis  $\pm 0,030$  sec/d astronomisch-experimentell bestimmbar ist. Wir wollen den so gefundenen, sehr ungenauen Gang als eintägigen täglichen Gang bezeichnen.

Unter der Voraussetzung, daß  $g$  wirklich eine stetige Funktion von  $t$  mit fast vernachlässigbaren kleinen Koeffizienten  $a, b, c, \dots$  ist, haben ADELBERGER und der Verf. bei den Gangbestimmungen von Quarzuhren einen mittleren täglichen Gang  $g$  eingeführt, der aus einer Reihenfolge von  $n$  aufeinanderfolgenden eintägigen täglichen Gängen  $g$  gemittelt wird. Sie erreichen so eine wesentliche Verminderung des lästigen Meßfehlers  $w$ . Je nachdem, ob  $n = 10$  oder  $= 30$  genommen würde, sprechen sie von dem zehntägigen täglichen Gang  $G(10)$  oder dem monatlichen täglichen Gang  $G(30)$ . Bei Bildung von  $G(30)$  ist man sicher, daß der durch den Anschluß an die astronomische Zeitskala gewonnene „mittlere“ tägliche Gang  $G(30)$  nicht mehr als um  $w = \pm 0,0004$  sec/d falsch ist.

In den mittleren Gängen  $G(10)$  und  $G(30)$  ist damit auch das sehr unsichere Element der zufälligen Gangschwankung  $\delta g$  in seinem Einfluß auf  $\delta g_m = \delta g/\sqrt{n}$  herabgesetzt.

Eine Untersuchung der Leistungsfähigkeit eines Zeitstandards wollen wir demnach auf die experimentelle Beantwortung folgender Fragen erstrecken:

a) wie groß ist die zufällige tägliche Gangschwankung;

b) ist das Gangverhalten in befriedigender Weise durch eine Gangfunktion der obengeschilderten Art darzustellen?

Die Aufklärung von a) ist stets eine wichtige Angelegenheit bei der Prüfung eines Zeitstandards gewesen. Wir bekommen ein starkes Kriterium dafür, mit welcher Genauigkeit kurzfristig aufeinanderfolgende Zeitbestimmungen ausgeführt werden können. Wir wissen, wie nachfolgend besprochen wird, daß die Schwankungen der astronomischen Zeit im Laufe eines Jahres gangmäßig in der Größenordnung von  $\pm 0,001$  bis  $\pm 0,002$  sec/d liegen. Zeitstandards, die im Mittel kein wesentlich kleineres  $\delta g_m$  aufzuweisen haben, sind daher für Messung derartiger Schwankungen von vornherein unbrauchbar.

Die Untersuchung von b) ist von einer größeren Bedeutung geworden, seitdem erkannt wurde, daß ein Zeitstandard nur dann zur Untersuchung der Konstanz der astronomisch bestimmten Zeit beizutragen vermag, wenn für ihn eine über lange Zeitepochen gültige Gangformel gefunden werden kann. Es dürfte einleuchten, daß man z.B. einen jährlichen sinusförmigen Ablauf des astronomischen Zeitfehlers mit einem Zeitstandard dann nicht nachweisen kann, wenn die Gangfunktion des Standards nur Gültigkeitsdauer von einigen Monaten besitzt; an dieser Notwendigkeit der Gültigkeit der Funktion über lange Epochen von einem Jahr und mehr ist daher auch manche Quarzuhr gescheitert.

#### Die astronomischen Pendeluhren.

Drei Uhrentypen haben in den vergangenen Jahrzehnten sehr gute Gangleistungen erzielt: RIEFLER-Uhr, SHORTT-Uhr und SCHULER-Uhr.

In einer eingehenden Zusammenfassung [3] über „Genaue Zeitmessung“ habe ich das Wesentliche über die Konstruktion dieser Uhren gesagt; es dürfte unnötig sein, dies in allem zu wiederholen, da sich seit 1936 technisch an den Dingen kaum etwas geändert hat. Die Konstrukteure der Uhren hatten mit mehr oder weniger großem Erfolg eine Stabilisierung der Weite des Schwingungsbogens des Pendels, die Entkopplung von Pendel und Antriebswerk zur Schaffung eines „freien“ Pendels, die Verminderung von Luftdruck- und Temperatureinflüssen und die Verhinderung spontaner Längenänderungen des Pendelstabes angestrebt. Das, was sie nicht zu beseitigen vermochten, war der Einfluß von Schwankungen der Schwere  $g$  und von seismischen Erschütterungen auf die Schwingungsdauer des Pendels.

1. Im astronomischen Zeitdienst ist die SHORTT-Uhr seit 1924 besonders im Greenwich Observatory für die Zeitbestimmungen verwendet worden. Abb. 2 zeigt das prinzipielle Schaltbild von Hauptuhr und Schaltuhr. Das Pendel der Hauptuhr erhält nach je 30 sec einen mechanischen Antriebsimpuls seitens der Schaltuhr, die einen an der Hauptuhr angebrachten Hebel (im Bilde links oben) auslöst, der herabfallend über eine Rolle den Antrieb vermittelt. Die Hauptuhr synchronisiert ihrerseits die Schaltuhr. Das weitgehend „freie“ Pendel der Hauptuhr ist in einem



lichten, auf einen Druck von 25 mm Hg evakuiert. Das Gehäuse untergebracht.

Noch etwas „freier“ als das SHORTT-Pendel besitzt das Pendel der SCHULERSchen Konstruktion, die in Abb. 3 gezeigt wird. Eine Einrichtung zur Erzeugung elektrischer Impulse (in der Abb. nicht eingezeichnet) gibt — durch einen Lichtstrahl gesteuert — über einen Elektromagneten ohne Zwischenschaltung einer mechanischen Antriebsvermittlung dem Pendel den nötigen Antriebsimpuls. SCHULER hat dem Pendel die Form eines Minimalzylinders gegeben, bei dem eine kleine Änderung des Abstandes der Pendelschneide vom Schwerpunkt des Pendels, z.B. bei Verformung des Krümmungsradius der Scheide, nicht gangändernd wirkt. Eine Vermeidung der Änderung der Schwingungsweite des Pendels werden durch laufende Registrierung der Schwingungsweite mit nachfolgender rechnerischer Korrektur des Ganges eliminiert.

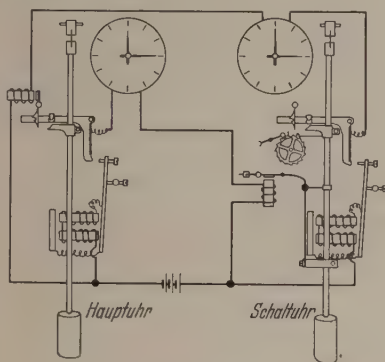


Abb. 2. SHORTT-Uhr.

3. Die RIEFLER-Uhr [4] hatte durch Verwendung einer Federkrafthemmung mit elastischer Übertragung des Antriebsimpulses auf das Pendel — wobei das Pendel nur beim Durchschwingen durch die Nullstellung kurz mit dem Räderwerk gekoppelt ist, also sonst ziemlich „frei“ schwingt —, durch den gleichmäßig wirkenden elektrischen Aufzug mittels eines 10 g wiegenden Antriebsgewichtes, durch luftdichte Unterbringung des Pendels in einem Glaszylinder und anderem mehr der Entwicklung der anderen zuvor genannten Uhrentypen den Weg geebnet.

## Die Gangleistungen der Pendeluhren.

### 1. RIEFLER-Uhr.

a) Die zufällige Gangschwankung  $\delta g$ . RIEFLER [4] gibt  $\delta g$  zu  $\pm 0,008$  sec/d an. MAHNERT und KIENLE finden mit  $\pm 0,002$  und  $\pm 0,004$  sec/d noch geringere Beträge, also noch bessere Resultate. REPSOLD [5] bestätigt 1936 diese Werte nicht, sondern erhält nur  $\pm 0,020$  und  $\pm 0,016$  sec/d. JONES [6] stimmt in Übereinstimmung mit REPSOLD die zufällige Gangschwankung  $\delta g$  zu  $\pm 0,01$  bis  $\pm 0,02$  sec/d an.  
b) Die Gangfunktion  $g = f(t)$ . Es liegen die besten Beobachtungen an einer RIEFLER-Uhr bis zur jüngsten Zeit aus dem Bureau International de l'Heure [7] vor. Abb. 4 zeigt den Verlauf des mittleren monatlichen Ganges  $G(30)$  in den Jahren 1949 und 1950. Man sieht, daß in erster Annäherung eine lineare Funktion  $g = g_0 + at$  den Gangverlauf dar-

zustellen vermag; wir berechnen:

$$g_{49}(\text{ber}) = g_0 + at \approx 0,0314 - 0,00170 \cdot t \text{ sec/d} \quad (6)$$

$$g_{50}(\text{ber}) = g_0 + at \approx -0,0692 - 0,00076 \cdot t \text{ sec/d} \quad (7)$$

Da im November 1949 die Uhr kurzzeitig angehalten und im Gang beeinflusst wurde, zeigen die Funktionen beider Jahre erhebliche Unterschiede und passen nicht zueinander. Die Uhr hat außerordentlich große Akzelerationsbeträge (= Koeffizient  $a$ ), die mit  $-0,00170$  und  $-0,00076$  sec/d<sup>2</sup> modernen Ansprüchen nicht mehr gerecht werden. Auch die zufälligen monatlichen Schwankungen der Gänge, die sich aus der Formel zu  $\delta g_m = \pm 0,0456$  und  $\pm 0,0401$  sec/d berechnen, sind erheblich.

Das Bureau International de l'Heure verwendet neben der Riefler-Uhr 5 Pendeluhren nach LEROY. N. STOYKO [8] leitet für die Monatsgänge einer dieser Uhren während der Jahre 1934, Mai, bis 1936, April, folgende Gangformel ab:

$$g(\text{ber}) = -0,00081 - 0,00034143 \cdot t + 0,0000002176 \cdot t^2 \text{ sec/d} \quad (8)$$

woraus sich für die beiden Beobachtungsjahre eine zufällige monatliche Schwankung  $\delta g_m$  zu  $\pm 0,00356$

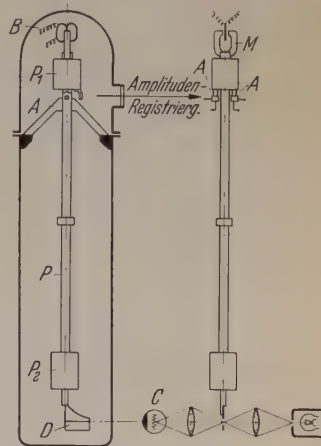


Abb. 3. SCHULER-Uhr.

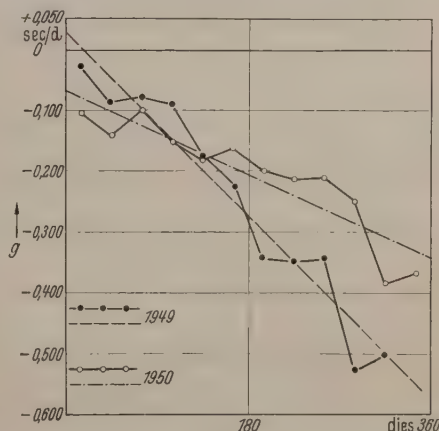


Abb. 4. Verlauf der monatlichen Gänge  $G(30)$  einer RIEFLER-Uhr.

sec/d berechnet. Das Resultat ist also besser als das für die RIEFLER-Uhr, die von mir freilich nur linear angeglichen wurde.

### 2. SHORTT-Uhr.

a) Die zufällige Gangschwankung  $\delta g$ . SPENCER JONES [6], [9] gibt die zufällige Gangschwankung von Tag zu Tag mit  $\pm 0,01$  bis  $\pm 0,02$  sec/d an.

b) Die Gangfunktion  $g = f(t)$ . Außerordentlich eingehende Studien über die Gangdarstellung durch eine parabolische Formel der bisher genannten Art sind an den in Greenwich stehenden SHORTT-Uhren von JACKSON und BOWYER [10] getrieben worden. Sie kommen zu dem Schluß, daß wohl die SHORTT-Uhr die anderen astronomischen Pendeluhren übertrifft, daß



dennoch ihre Gangkonstanz noch viel zu wünschen übrig läßt. STROYKO [8] findet über die Monatsgänge für die im Bureau International de l'Heure stehende SHORTT-Uhr während der Jahre 1934, Mai, bis 1936, April, folgende Formel:

$$g(\text{ber}) = -0,37023 - 0,00000559 \cdot t \text{ sec/d;} \quad (9)$$

dies stimmt in der Akzeleration  $a$  annähernd mit dem Gang für eine Meßreihe in den Jahren 1949–1950 überein [7], die ich willkürlich auswählte und in Abb. 5 darstelle:

$$g(\text{ber}) = 0,0116 - 0,0000148 \cdot t \text{ sec/d.} \quad (10)$$

Die Verminderung der Akzeleration gegenüber der bei RIEFLER und LEROY ist ganz beträchtlich.

Die zufällige monatliche Gangschwankung berechnet sich für 1934/36 zu  $\delta g_m = \pm 0,00158 \text{ sec/d}$  und für 1949/50 zu  $\delta g_m = \pm 0,00230 \text{ sec/d}$ .

3. Gangleistungen allgemein nach STROYKO. STROYKO [11] hat das Verhalten astronomischer Pen-

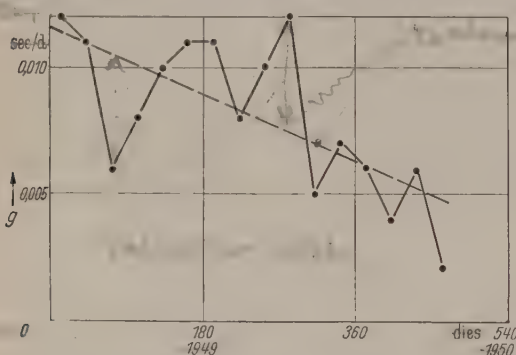


Abb. 5. Verlauf der monatlichen Gänge  $G(30)$  einer SHORTT-Uhr.

deluhren, die in einigen Zeitinstituten arbeiten, ganz allgemein untersucht. Er zeigt, daß sich in den Jahren 1928 bis 1931 die monatlichen Gänge durch die Formel  $g(\text{ber}) = g_0 + a \cdot t + b \cdot t^2 \dots$  bis auf eine zufällige Gangschwankung  $\delta g_m$ , die zwischen 0,0024 und 0,0112 sec/d liegt, beschreiben ließen. Er findet ferner [12] für die zufälligen täglichen Gangschwankungen  $\delta g$  während der Jahre 1931 bis 1934 Beträge von 0,00089 bis 0,00448 sec/d.

#### 4. SCHULER Uhr.

a) Die mittlere zufällige Gangschwankung  $\delta g_m$ . GÖCKEL und SCHULER [13] nennen für die beiden einzigen in Betrieb gewesenen SCHULER-Uhren SI und SII mittlere zufällige Gangschwankungen  $\delta g_m$  im Betrage von  $\pm 0,0055$  und  $\pm 0,0045 \text{ sec/d}$ . HOFFROGGE [14] untersuchte an den gleichen Uhren die Gangstörungen, die von Gezeitenkräften, Erdbeben und Änderungen der Pendellänge herrühren. Er gibt  $\delta g_m$  nicht explizit an, doch läßt der in einer Abbildung mitgeteilte Gangverlauf — wenn man von einer unfreiwillig erfolgten großen Störung absieht — regelmäßige Gangsprünge in der Größenordnung von 0,01 bis 0,02 sec/d erkennen. Im ganzen bestätigen diese Einzelangaben die etwas summarische Wertangabe, die SCHULER [15] in einer Zusammenfassung mit  $\delta g_m = \pm 0,002$  bis  $\pm 0,01 \text{ sec/d}$  selbst ausspricht.

b) Die Gangfunktion  $g = f(t)$ . Da mit den Uhren SI und SII experimentiert wurde, um die Ursachen der häufigen Gangsprünge, die im wesent-

lichen als Folgen sprunghafter Längenänderungen des Pendels erkannt wurden, zu studieren, bestand anscheinend keine Möglichkeit, eine Gangformel über längere Zeiten aufzustellen. Veröffentlichungen dieser Art fehlen jedenfalls; dies ist sehr bedauerlich, denn man würde erst zeigen, was von der Konstruktion zu halten ist. HOFFROGGE sucht alles Übel in der Neigung des Pendelmateri als zu spontanen Längenänderungen und glaubt, daß die SCHULER-Uhr bei Verwendung von stabilem Pendelmateri der Quarzuhr gleichran würde.

#### Quarzuhren.

Wir beschränken uns allein auf die Beurteilung der Quarzuhren, die im astronomischen Zeitdienst eingesetzt sind und einen nennenswerten Beitrag zur Frage nach der Konstanz der Drehgeschwindigkeit der Erde geleistet haben. Solche Zeitstandards sind die PTR-Quarzuhren der ehemaligen PTR und der Geodätischen Institutes in Potsdam, die britischen Quarzuhren des Greenwich Observatory, der Physics Office Branch in Dollis Hill und des National Physics Laboratory in Teddington, die amerikanischen Quarzuhren der Bell Comp., des National Bureau of Standards und des Marineobservatoriums in Washington und die französischen des Laboratoire National d'Electricité und des Bureau International de l'Heure in Paris [35]. Diese Aufzählung erhebt nicht den Anspruch, umfassend zu sein. Sehr umfangreiche und ins Einzelne gehende Veröffentlichungen liegen über die Gangleistung aller PTR-Uhren, weniger umfangreiche und wenig explizite über die britischen Standards vor; das über die amerikanischen Quarzuhren veröffentlichte Material ist demgegenüber nicht allzu groß.

Sämtliche Quarzuhren haben das Prinzip gemeinsam, in einer rückgekoppelten Röhrenschialtung eine elastische Eigenschwingung geeigneter Frequenz eines Steuerquarzes zu erregen und über Verstärker, Frequenzteiler und Synchronmotore Zeitintervalle möglichst von der Länge einer „mittleren Sekunde“ als Zeitmaß zum Anschluß an die astronomische Zeitskala und zur Abgabe von „Zeit“ zu erzeugen. Die Form des Steuerquarzes, die Art der elastischen Eigenfrequenz und das gesamte technische Verfahren der Herstellung des „Zeitmaßes“ ist bei den einzelnen Quarzuhrentypen jedoch sehr unterschiedlich. Dies ist erfreulich, denn gleiche Ergebnisse bei verschiedenen Quarzuhrentypen erhärten nur die Sicherheit der Messungen und der daraus zu ziehenden Folgerungen.

Drei Faktoren bestimmen wesentlich die Gangleistung einer Quarzuhr: 1. die Abhängigkeit der elastischen Eigenfrequenz des Steuerquarzes von der Temperatur, 2. die Rückwirkung der gesamten elektrischen Schaltung auf diese Eigenfrequenz, 3. die „Alterung“ der aus 1. und 2. resultierenden Quarzuhrfrequenz.

Quarzkörper lassen sich piezoelektrisch zu elastischen Dehnungs-, Biegungs-, Scherungs- und Drückungsschwingungen anregen. Infolge der Anisotropie des Quarzkristalles (Kristallsystem trigonal, Kristallklasse 18, 1 drei-, 3 zweizählige Kristallachsen), dem 6 verschiedene Elastizitätsmodule bzw. -koeffizienten mit Temperaturkoeffizienten verschiedener Größe und verschiedenen Vorzeichens zugehören, lassen sich Quarzstäbe und Quarzplatten in



solchen Orientierung zu den Kristallachsen und  
er solchen Größenwahl aus dem Kristall heraus-  
iden, daß der Temperaturkoeffizient der anreg-  
elastischen Eigenfrequenz innerhalb eines  
nnten Temperaturintervalles Null oder vernach-  
bar klein wird.

ie PTR-Quarzhren besitzen einen dicken  
stab quadratischen Querschnittes als Steuer-

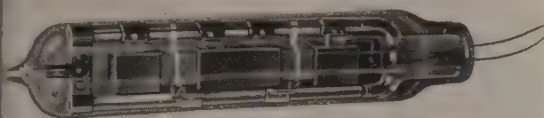


Abb. 6. Steuerquarz einer PTR-Quarzhren.

dessen Achse parallel der elektrischen Achse  
(hse) des Kristalles verläuft und dessen Kanten-  
ltinis Quadratseite : elastischer Halbwellen-  
nach E. GIEBE und d. Verf. gleich 0,25 ist. Bei  
elastischen Eigenfrequenz von 60000 Hz und  
ung in der 2. Ordnung ( $k = 2$ ) einer Dehnungs-  
ungung in Richtung seiner Achse hat der Stab  
Länge von ungefähr 91 mm. Der Stab ist an  
beiden Schwingungsknoten mit Zwirnsfäden  
nen Kastenelektroden gehalten und in einem  
ierten Glaskolben untergebracht; s. Abb. 6.

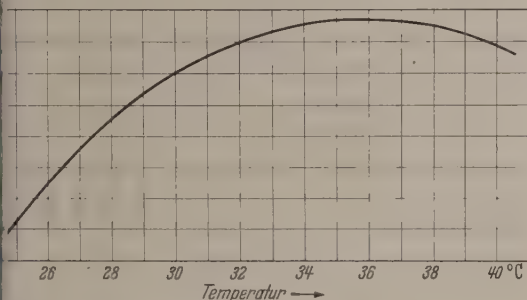


Abb. 7. Frequenzänderung des Steuerquarzes der PTR-Quarzhren mit der Temperatur.

Temperaturkoeffizient (TK) der Eigenfrequenz  
Steuerquarzes ist bei der Temperatur von etwa  
Null; s. Abb. 7 [34].

Steuerquarze der amerikanischen Quarz-  
n haben die Form dünner Platten mit einem  
nverhältnis der großen Fläche von 0,859.  
3 zeigt die Anordnung des Steuerquarzes in  
evakuierten Glaskolben [16]; die Flächen der  
sind versilbert; die Leitungszuführungen sind  
Versilberung angelötet. Die Platten sind mit  
Neigung ihrer kleinsten Kante von  $38^{\circ}52'$  gegen  
optische Achse (Z-Achse) als GT-Schnitt aus  
Kristall herausgeschnitten. Der TK der Eigen-  
nz einer solchen Quarzplatte, die als Resul-  
e zweier gekoppelter Dehnungsschwingungen  
Scherungsschwingung ausführt, ist nach  
in einem Temperaturintervall zwischen  $-25^{\circ}\text{C}$   
 $-75^{\circ}\text{C}$  klein. BOOTH und LAVER [17] geben den  
it 1 und  $2 \cdot 10^{-7}/^{\circ}\text{C}$  bei  $50^{\circ}\text{C}$  an.

englischen Quarzhren besaßen anfänglich  
mige Steuerquarze, die von DYE und ESSEN  
om National Physical Laboratory beschrieben  
n sind. Der Quarzring ist mit seiner Ebene

senkrecht zur optischen Achse aus dem Quarz-  
kristall herausgeschnitten. Als Beispiel für einen  
Steuerquarz mit einer Eigenfrequenz von 100000 Hz  
gibt ESSEN [19] folgende Dimensionen an: äußerer  
Durchmesser 62,15 mm; innerer Durchmesser 44,15 mm,  
Dicke in Richtung der  
optischen Achse 11,3 mm.  
Der Quarzring wird in der  
3. Ordnung einer Dehnungs-  
schwingung längs seines  
Umfanges angeregt, es bil-  
den sich 6 elastische Halb-  
wellen aus. E. GIEBE u. d.  
Verf. [20] haben mittels  
ihrer Leuchtmethode ge-  
zeigt, wie man einen sol-  
chen Ring anregen und die  
Lage der Bäuche und Kno-  
ten der stehenden elastischen  
Wellen sichtbar  
machen kann; s. Abb. 10.  
Der TK ist bei etwa  
 $45^{\circ}\text{C}$  Null. Anscheinend  
leisteten diese Uhren da-  
mals im Dauerbetrieb nicht  
das, was von ihnen erwart-  
et wurde, denn die im

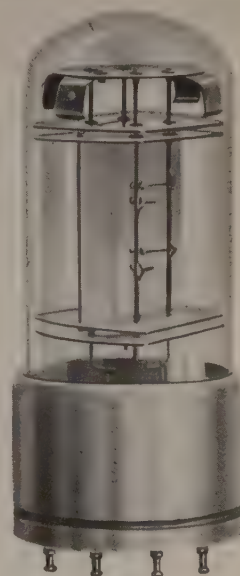


Abb. 8. Steuerquarz (GT-Schnitt) einer amerikanischen Quarzhren.

Greenwich Observatory  
aufgestellten, von dem  
Post Office gebauten Uhren  
wurden eine Zeitlang mit  
Steuerquarzen des amerikanischen GT-Schnittes aus-  
gerüstet. Neuerdings werden in den britischen Quarz-  
uhren jedoch wieder ringförmige Steuerquarze [21]

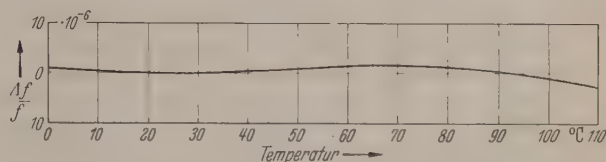


Abb. 9. Frequenzänderung des Steuerquarzes der amerikanischen Quarzhren mit der Temperatur.

verwendet, nachdem wohl die Schwierigkeiten in der  
richtigen Halterung eines Ringes überwunden worden  
sind. Die alte Anordnung, die Ringe an drei Punkten  
radialer v-förmiger Rinnen auf Schraubenspitzen  
aufliegen zu lassen,  
wurde teilweise durch  
eine Halterung mit  
Seidenfäden, ähnlich  
wie es bei den PTR-  
Steuerstäben geschieht,  
ersetzt.

Die Unterschiede in  
Schnitt und Form und  
dem Verhältnis Masse:  
Oberfläche der Steuer-  
quarze und in ihrer  
Halterung sind also be-  
trächtlich; nicht weniger  
klein sind sie in der  
Schaltung des Steuer-  
senders. U. ADELSBERGER u. d. Verf. bevorzugten ein-  
deutig die PIERCE-MILLER-Schaltung, die Konstruk-  
turen der amerikanischen und britischen Quarzhren

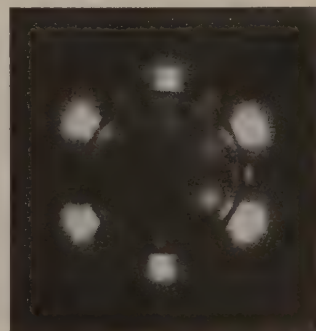


Abb. 10. Leuchtbild einer Ring-schwingung nach GIEBE und SCHEIBE.



die MEACHAM-Schaltung [22]. Bei ersterer, einer sehr einfachen und klaren Anordnung liegt nach Abb. 11 der Steuerquarz unmittelbar zwischen Gitter und Kathode, bei letzterer, Abb. 12, einer wesentlich komplizierteren, ist der Steuerquarz in einer Brückenschaltung über Transformatoren zwischen Gitter- und Anodenkreis zweier Oszillatorröhren gekoppelt. In der PIERCE-MILLER-Schaltung schwingt der Steuerquarz in Parallel-

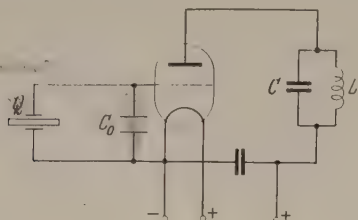


Abb. 11. PIERCE-MILLER-Schaltung zur Anregung eines Steuerquarzes.

resonanz, bei der die Frequenz in geringem Maße durch Schaltungskapazitäten  $C_0$  parallel oder in Serie zum Steuerquarz beeinflusst wird; in der MEACHAM-Schaltung wird die nur von den elastischen Dimensionen des Steuerquarzes abhängige Serienresonanzfrequenz erregt, auf die die Schaltkapazitäten keinen, die Ankoppelverhältnisse in den Transformatoren

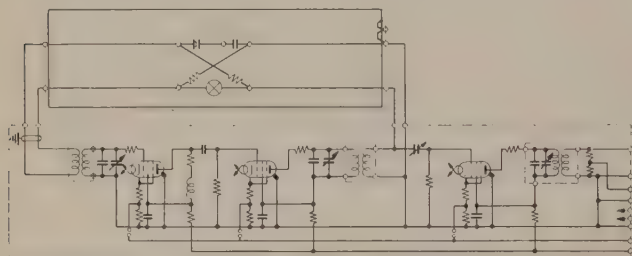


Abb. 12. MEACHAM-Schaltung zur Anregung eines Steuerquarzes.

jedoch einen nicht außer acht zu lassenden Einfluß haben. Über Wert und Unwert der beiden Schaltungen ist viel diskutiert worden, wobei im wesentlichen durch Berechnung der möglichen Frequenzbeeinflussung die Bildung eines Urteils versucht wurde. In praxi ist noch keine Entscheidung gefallen, denn mit beiden Schaltungen sind gute Ergebnisse erzielt worden, doch scheint die PIERCE-MILLER-Schaltung auch im britisch-amerikanischen Lager [21] wieder positive Beachtung zu erhalten.

Die Frequenzen der Steuerquarze liegen mit 60000 Hz bei den PTR-Quarzhren, mit 100000 Hz bei den anderen Konstruktionen zu hoch, als daß die zugehörigen Schwingungsdauern von 0,0000166... sec oder 0,0000100... sec unmittelbar als Zeitmaß Verwendung finden könnten. Frequenzteiler und Zeit-

geber, wie z.B. Synchronmotore mit Zeitkontakten für Abgabe von sec-Intervallen komplettieren die Quarzhren. Eine nähere Besprechung dieser einzelnen Konstruktionen sehr verschiedener Einrichtungen, die den Gang der Uhren nicht zieren und somit das Urteil über die Gang-Leistungsfähigkeit der Zeitstandards nicht beeinflussen können erübrigt sich.

### Die Gangleistungen der Quarzhren.

a) Die zufälligen Gangschwankungen. Die Quarzhren sind den Pendeluhren dadurch scheidend überlegen, daß sie nicht nur Zeitgeber sondern auch Hochfrequenzgeneratoren sind, deren Frequenzen gegeneinander mit hoher Genauigkeit kürzesten Meßzeiten verglichen werden können. Zwischen Gang  $g$  einer Quarzhren, ihrer Frequenz  $F$  einer Konstanten  $F_0$  besteht die Beziehung

$$g = 86400 \cdot \frac{F_0 - F}{F} \text{ sec/d;}$$

für die Differenz der Gänge  $g'$  und  $g''$  zweier einander zu vergleichenden Quarzhren  $Q'$  und  $Q''$  und für die  $F' \approx F'' \approx F_0$  gilt, ergibt sich dann:

$$g' - g'' = \frac{86400}{F_0} \cdot (F' - F'') \text{ sec/d.}$$

Wir wissen, daß mit hochfrequenzmäßigen Methoden eine Schwebungsfrequenz  $(F' - F'')$ , wie sie nur klein ist, fast beliebig genau ermittelt werden kann. Da gleiche Quarzhrenkonstruktionen allgemeinen gleiche, d. h. nahe beieinander liegende Frequenzen  $F$  haben, bereitet es keinerlei Schwierigkeiten, die Differenz  $(F' - F'')$  auf  $\pm 10^{-4}$ ,  $\pm 10^{-5}$  ihres Wertes schon in kurzen Meßzeiten zu bestimmen, das bedeutet z.B. für eine Quarzhren mit der Frequenz  $F \approx F_0 = 100000$  Hz, daß dann die Gangdifferenz  $(g' - g'')$  auf  $\approx \pm 0,0001$ ;  $\pm 0,00001$  sec/d richtig meßbar ist. Sowohl in der PTR, wie auch in den anderen großen Instituten wurde diese nicht technisch gegebene Möglichkeit ausgenutzt, um Quarzhren laufend gangmäßig miteinander zu vergleichen und dadurch wohl fundierte Resultate hinsichtlich der Konstanz der einzelnen Quarzhren gegen eine mittlere Quarzhren zu erhalten.

1. Abb. 13 möge als Beispiel [23] eines solchen Gangvergleiches das Verhalten der Gangdifferenzen PTR-Quarzhren IV, V und VI im Laufe einer zweitägigen Meßreihe zeigen. Die Meßgenauigkeit selbst war dabei von der Größenordnung  $\pm 0,0001$  sec/d, einer Standardmeßgenauigkeit, von U. ADELSBERGER und dem Verf. fast durchgehend bei den Gangvergleichen angewendet wurde. Es ergibt sich aus solchen Meßreihen von Tagesdauern g

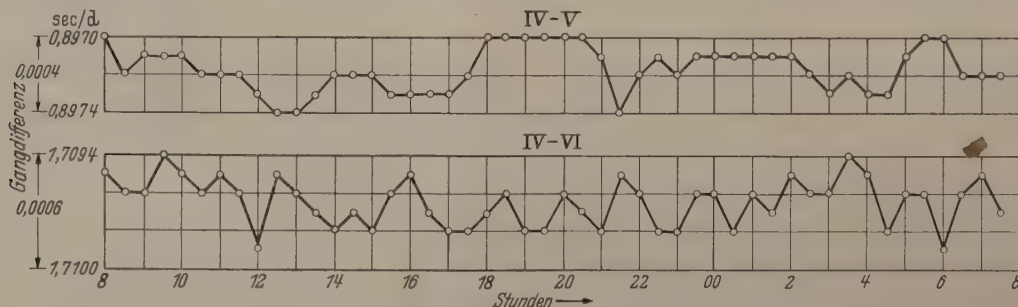


Abb. 13. Verlauf der Gangdifferenzen dreier PTR-Quarzhren.



nein für die PTR-Quarzhren, daß die zufällige Schwankung der Uhren innerhalb des Meß-  
von  $\pm 0,0001 \text{ sec/d}$  lag. Einem Betrage von

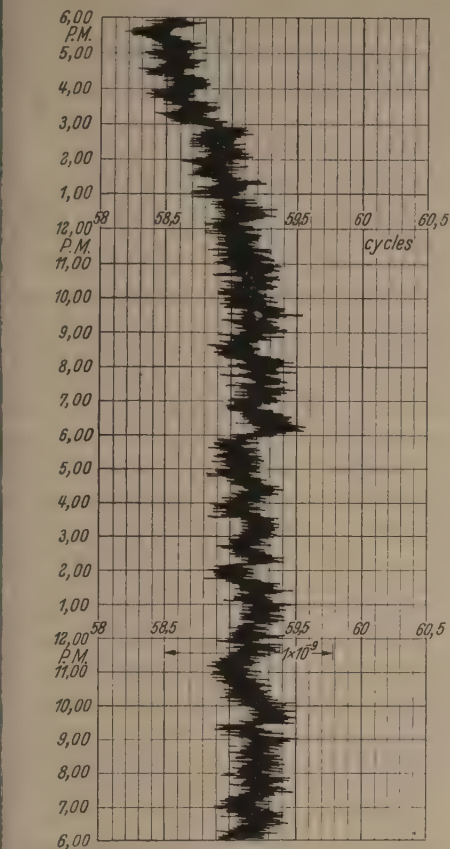


Abb. 14. Kurzzeitige Registrierung der Frequenzdifferenz zweier amerikanischer Quarzhren.

$01 \text{ sec/d}$  entspricht eine Konstanz von  $\pm 1 \cdot 10^{-9}$  frequenzwertes.

er längere Zeiträume von Monaten gewannen  
lich U. ADELBERGER und der Verf. das End-  
t, daß die Gangschwankung der PTR-Quarz-  
über viele Monate hinweg nicht größer als

$\pm 0,0001 \text{ sec/d}$  ist, daß jedoch auch Zeitabschnitte ge-  
funden werden, in denen  $\delta g$  Beträge bis zu einigen  
 $\pm 0,0001 \text{ sec/d}$  oder auch selten bis zu  $\pm 1 \cdot 0,001 \text{ sec/d}$   
erreichen kann.

2. Die amerikanischen Quarzhren haben  
nach SHAULL [24] Gangschwankungen von Tag zu Tag  
in der Größenordnung von  $\pm 0,0001$  bis  $\pm 0,0002$   
 $\text{sec/d}$ . Abb. 14 stellt kurzzeitige Registrierungen einer

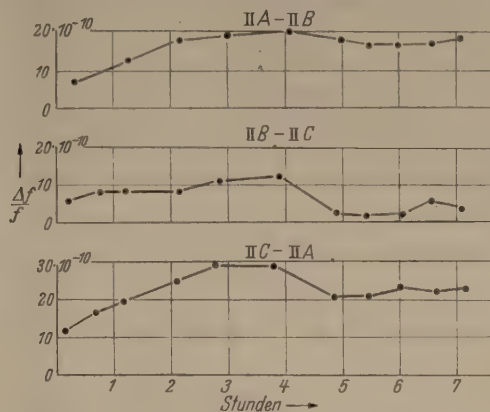


Abb. 15. Verlauf der Frequenzdifferenzen dreier englischer Quarzhren.

Frequenzdifferenz zweier Quarzhren im Laufe von  
24 Stunden dar, die mit sehr hoher Meßgenauigkeit  
aufgenommen wurden; die Bezeichnung  $10 \cdot 10^{-10}$  der  
Abbildung entspricht einer Gangschwankung von  
 $0,0001 \text{ sec/d}$ . Die Gangschwankungen liegen kurzzeitig  
in der Größenanordnung von einigen  $\pm 0,00001 \text{ sec/d}$ ;  
die Gesamtänderung im Laufe der 24 Stunden beträgt  
nur  $\pm 0,0001 \text{ sec/d}$ .

3. Über die Gangschwankungen der englischen  
Quarzhren mit GT-Platten als Steuerquarze liegen  
ausführliche Angaben nur von BOOTH und LAVER [17]  
vor, die die in der Post Office gebauten Uhren be-  
schreiben. Abb. 15 zeigt den Ablauf der Frequenz-  
differenzen dreier Quarzhren während 7 Stunden;  
die gesamte Gangschwankung liegt innerhalb von  
 $\Delta f/f = 1 \cdot 10^{-9} \wedge \delta g = 0,0001 \text{ sec/d}$ . BOOTH and LAVER  
geben als Gangleistung daher auch an:  $\delta g$  über Minuten

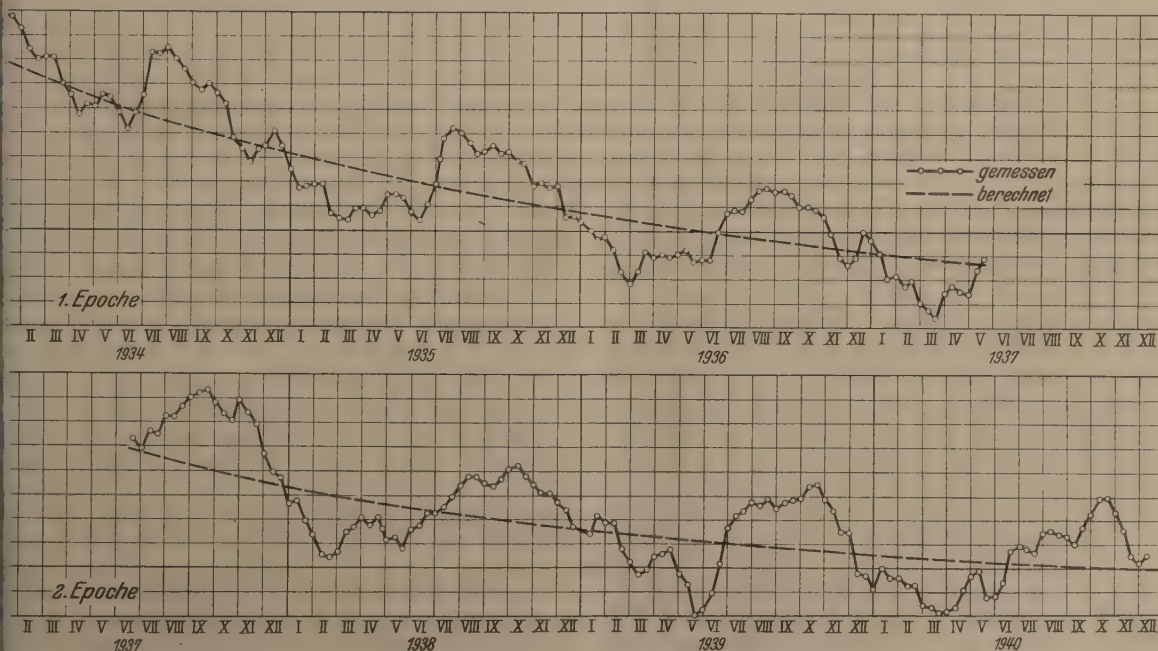


Abb. 16. Jahresverlauf der Gangmittel  $G(30)$  der PTR-Quarzuhr III in  $\text{sec/d}$ .



gleich  $\pm 0,0000$  1 sec/d, über Stunden gleich  $\pm 0,0001$  sec/d, über 30 Tage gleich  $\pm 0,002$  sec/d. Derartige Uhren sind auch in größerer Zahl im Zeitdienst des Greenwich Observatory tätig, für die das gleiche wie das über die in der Post Office befindlichen Quarzuhren Gesagte gelten dürfte.

b) Die Gangfunktion  $g = f(t)$ .

1. Abb. 16 zeigt den charakteristischen Ablauf des mittleren monatlichen Ganges  $G(30)$  der Quarzuhr III der PTR [25] während zweier Epochen. Der Gang läßt sich für diese beiden Epochen, die im Mai 1937 durch Versagen der Temperaturkontrolle am Steuerquarz voneinander geschieden wurden, durch zwei Hyperbelfunktionen  $g = g_0 + a/(t + b)$  darstellen, die zahlenmäßig lauten:

Epochen 1934/1937:

$$g(\text{ber}) = 0,2198 + 22,12/(t + 1268,936) \text{ sec/d}, \quad (13)$$

Epochen 1937/1940:

$$g(\text{ber}) = 0,2264 + 7,57/(t + 881,5) \text{ sec/d}. \quad (14)$$

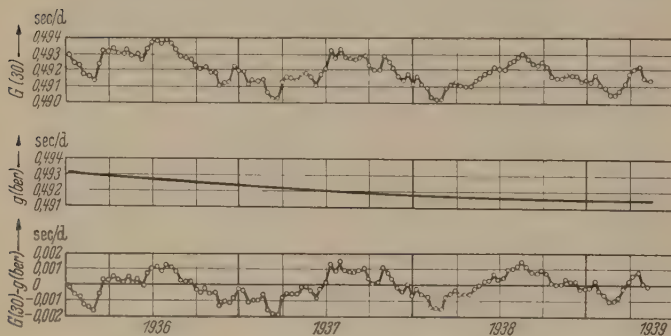


Abb. 17. Jahresverlauf der Gangmittel  $G(30)$  der PTR-Quarzuhr IV in sec/d.

Abb. 17 gibt den Gangverlauf der bisher besten Quarzuhr — Nr. IV — der PTR wieder, und zwar oben den gemessenen Verlauf von  $G(30)$ , in der Mitte die parabolische Ausgleichsfunktion:

Epochen 1936/1939:

$$g(\text{ber}) = g_0 + at + b \cdot t^2 \equiv 0,4931 - 0,0000 \left. \begin{array}{l} 0253 \cdot t + 0,00000000120 \cdot t^2 \text{ sec/d;} \end{array} \right\} \quad (15)$$

und unten die Differenz  $G(30) - g(\text{ber})$ . Aus  $g(\text{ber})$  ergibt sich als tägliche Gangänderung:

$$dg/dt = a + b \cdot t \equiv -0,00000253 \left. \begin{array}{l} + 0,00000000240 \cdot t \text{ sec/d}^2. \end{array} \right\} \quad (16)$$

Wir haben eine aus der Abb. 17 deutliche erkennbare, allmählich abnehmende Akzeleration von anfänglich  $a = -0,00000253 \text{ sec/d}^2$  vor uns, die nach etwa 3 Jahren abgeklungen ist und wahrscheinlich in eine Retardation übergeht.

In der Ausgleichsfunktion können wir nach dem früher Gesagten den Anfangsgang  $g_0 = 0,4931 \text{ sec/d}$  außer acht lassen. Was bedeutet dann die Beziehung (15) für die Zeitangabe durch diese Uhr? Nun, gesetzt den Fall, wir hätten diese Gleichung nicht oder ihre Koeffizienten  $a$  und  $b$  fälschlich zu Null ermittelt, also den Gang der Quarzuhr als konstant angenommen, dann würde diese Quarzuhr die Zeit nach 10 Tagen um  $-0,0001 \text{ sec}$ , nach 100 um  $-0,0123 \text{ sec}$ , nach 365 um  $-0,1497 \text{ sec}$  und erst nach 1000 Tagen um  $-0,87 \text{ sec}$  falsch angeben. Betrachten wir die Quarzuhr IV aber als Frequenznormal, so erhöht sich die Frequenz am Anfang der Epoche täglich um  $2,5 \cdot 10^{-11}$

und nach 3 Jahren täglich nur noch um  $1 \cdot 10^{-12}$  ihr Wertes.

Ähnliche Resultate ergaben ebenfalls die anderen PTR-Quarzhren, insbesondere ist der Koeffizient bei fast allen Quarzhren negativ.

Von den im Geodätischen Institut [26] in Potsdam stehenden Quarzhren sei die Gangformel der Uhr Q genannt:

Epochen 1937/1940 Q 2:

$$g(\text{ber}) = -0,9049 - 0,00000256 \cdot (t - t_0) + 0,0000000075 \cdot (t - t_0)^2 \text{ sec/d;} \left. \begin{array}{l} [t_0 = 8. \text{ Januar } 1939]. \end{array} \right\} \quad (17)$$

2. Auch für die amerikanischen Quarzhren sind Gangfunktionen:  $g = g_0 + a \cdot t + b \cdot t^2$  nach Angaben von SHAULL [24] ableitbar. Exakte zahlenmäßige Angaben über die Koeffizienten  $a$  und  $b$  fehlen leider; es heißt ganz allgemein, daß  $a$  bei Zeitbestimmung über mehr als einige wenige Tage berücksichtigt werden muß und etwa  $-0,0001 \text{ sec/d}$  bis  $-0,0002 \text{ sec/d}^2$  bei Quarzhren, die sich schon ein Jahr lang in Betrieb befinden, beträgt und daß  $b$  sehr klein ist.

3. Über die Gangleistungen der britischen Quarzhren sind von SMITH [27] einige Einzelheiten mitgeteilt worden. Er hat für 1950—1951 die mittleren monatlichen Frequenzen von 8 Quarzhren, die im Greenwich Observatory, in der Post Office-Dollis Hill und im National Physical Laboratory stehen, in einer Tabelle als Abweichungen gegen Nominalwerte dargestellt. Auch für diese Quarzhren können die Funktionen  $g = g_0 + a \cdot t + b \cdot t^2$  gefunden werden. Besonders günstige Resultate ergab eine Berechnung von  $a$  und  $b$  für die in Dollis Hill stehenden Quarzhren 9A und EB, die ringförmige Steuerquarze besitzen. Ich finde nach der Tabelle für 9A und EB folgende Werte:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Quarzuhr 9A: } a = -0,000012 \text{ sec/d}^2; \\ \quad \quad \quad b = -0,0000001 \text{ sec/d}^3; \\ \text{Quarzuhr EB: } a = -0,0000068 \text{ sec/d}^2; \\ \quad \quad \quad b = -0,0000002 \text{ sec/d}^3, \end{array} \right\} \quad (18)$$

und für die in Greenwich stehende Quarzuhr F 1, die mit einem GT-Steuerquarz ausgerüstet ist, die Werte:

$$\left. \begin{array}{l} \text{Quarzuhr F 1: } a = -0,000018 \text{ sec/d}^2; \\ \quad \quad \quad b = -0,0000002 \text{ sec/d}^3. \end{array} \right\} \quad (19)$$

4. Zusammenfassend kann gesagt werden: erstens: daß die zufälligen Gangschwankungen  $\delta g$  aller in astronomischen Zeitdienst verwendeten Quarzhren über kürzere Beobachtungszeiten einige Zehntausendstel-Sekunden, über lange Zeiten bis zu einer Tausendstel-Sekunde betragen; zweitens, daß sich die Gangfunktionen mit kleinen Koeffizienten  $a$  und  $b$  darstellen lassen, die über mehrere Jahre ihre Beträge beibehalten; drittens: daß jedoch diese Koeffizienten durch äußere und nicht immer klärbare Einflüsse auch einmal innerhalb relativ kurzer Zeit Änderungen bis zur Größenordnung des anfänglichen Koeffizientenbetrages selbst erleiden können.

Die Schwankung der astronomischen Zeit nach den Quarzhren.

Der Vergleich der bisher näher diskutierten Gangleistungen der einzelnen Uhrentypen ergibt wieder



hlos, daß die zufälligen Schwankungen der zuhren in kurzen Zeiträumen mit Beträgen von  $\pm 0,0001 \text{ sec/d}$  rund 100 bis 200mal kleiner als er astronomischen Pendeluhren sind. Der Meß- ch der Pendeluhren beginnt bei kurzfristigen ungen daher mit einiger Genauigkeit erst bei ertervallen von einigen hundert Sekunden an auf-. Jedoch auch bei Zeitbestimmungen über lange hen sind die Quarzuhren den astronomischen eluhren nach dem Diskutierten weit überlegen. Gang einer guten Quarzuhr ist in seinem Verlauf zeit rechnerisch als  $g = f(t)$  festlegbar und weist rungskoeffizienten  $a$  auf, die mit einer Größen- ung von wenigen milliontel Sekunden bedeutend er als die der besten SHORTT-Uhren mit einigen tausendstel- bis Hunderttausendstel-Sekunden

Dem steht nicht entgegen, daß die Quarzuhren ge ihrer technischen Kompliziertheit gegen tech- ie „Pannen“ anfälliger als die Pendeluhren sein en; dies wird aber durch die bequeme Über- ungsmöglichkeit nach der Schwebungsmethode der dadurch gegebenen Auskorrigierbarkeit eines en gangändernden Einflusses der „Panne“ weit- und wieder wettgemacht.

en Beweis für die Überlegenheit haben die Quarz- n schon kurz nach ihrer Einführung in den Zeit- t durch die Entdeckung der periodischen Än- ng der von der Erde als Zeitstandard verkörper- stronomischen Zeitskala erbracht [1]. Die Abb. 16 die Abb. 17 des Gangverlaufes der PTR-Quarz- n III und IV zeigen in aller Deutlichkeit, wie der g der Quarzuhren sich periodisch ändert. Die rungsbeträge, die in Abb. 17 unten als  $\{G(30) - \}$  wiedergegeben werden, entsprechen, mit multipliziert, den Gangänderungen der Erde. Bureau International de l'Heure [28] und vom nwich Observatory [29] wurde dieser mit den -Quarzhren gefundene und gemessene Effekt ätigt.

a nach den Gangmessungen die Erde in der ersten reshälfte zu langsam, in der zweiten Jahreshälfte en gleichen Betrag zu schnell um die eigene Achse rt, ergibt dies gegenüber der Quarzuhr als maßstab einen positiven Stand  $U$  der Erde im mer. Abb. 18 zeigt die Ergebnisse der Stand- nung [30] nach der PTR, nach dem Bureau nternational de l'Heure (BIL) und nach Greenwich ervatory (GR). Der Effekt ist mit  $U \approx 0,120 \text{ sec}$  0,138 sec nicht sehr groß, doch deutlich und mit eichender Sicherheit gemessen; nach den PTR- ungen wird die gemessene Standkurve sehr genau h folgende Formel dargestellt:

$$\left. \begin{aligned} \text{Stand } U(\text{ber}) &= -0,0675 \cdot \cos \frac{2\pi}{365} (t + 15,6) \\ &+ 0,0076 \cdot \cos \frac{4\pi}{365} (t + 12,6) \text{ sec} . \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Die Quarzuhren sind also in der Lage, Gang- ankungen der astronomischen Zeitskala, die odisch verlaufen und deren Amplitude von der enordnung  $0,001 \text{ sec/d}$  ist, einwandfrei zu messen. ie: vermögen die Quarzuhren auch jetzt schon Än- ungen der Zeit nicht periodischer Natur aufzuzeich- z. B. die allmähliche Vergrößerung der Tageslänge, ich an säkularen Beschleunigungen der mittleren egung von Sonne, Merkur, Venus und Mond er-

kennen und auf die Reibung von Ebbe und Flut zurückführen läßt? Antwort: nein, wie folgendes Beispiel zeigt.

Der tägliche Gang der Erde soll sich in einem Jahr- hundert um  $0,00164 \text{ sec/d}$  vergrößern [36]; dies be- deutet, daß er sich in einem Tag um  $a = 4,5 \cdot 10^{-8} \text{ sec/d}^2$  ändert. Ein Vergleich mit den für Quarzuhren im vor- stehenden Abschnitt genannten  $a$ -Werten zeigt, daß diese mehrere Zehnerpotenzen größer als der zu mes- sende Wert sind. Wir werden der Messung säkularer Änderungen des Erdganges daher erst dann nähertreten können, wenn bei den Quarzuhren die nicht ganz hoffnungslose Beseitigung der durch die Koeffizien- ten  $a$  und  $b$  gegebenen und als „Alterung“ bezeich- neten Gangänderungen gelungen ist.

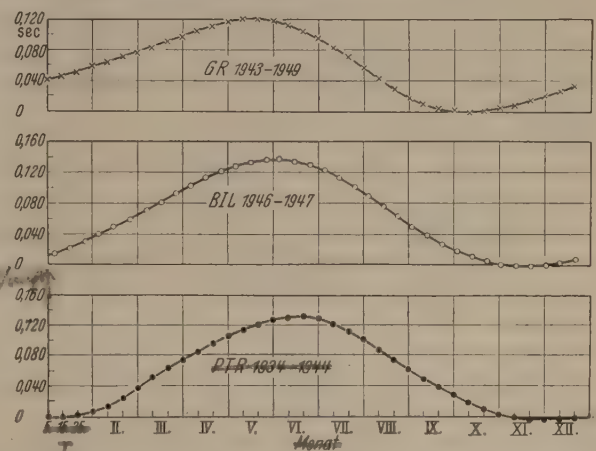


Abb. 18. Stand der Erde nach den Quarzhren verschiedener Zeitinstitute.

Atomuhren.

Man geht nicht fehl, als eine der durch die Koeffi- zienten  $a, b, \dots$  der Gangformel erfaßten Ursachen der „Alterung“ von Quarzhren gitterbedingte Unbe- stimmtheiten in dem elastischen Verhalten des Steuer- quarzes anzunehmen. Man sollte daher mit solchen Zeitstandards Besseres erzielen, deren Eigenfrequenz nicht makroskopisch elastisch durch die Summe aller im Steuerorgan vereinigten Moleküle und Atome und durch deren Lage zueinander, sondern quanten- haft durch die Konfiguration des einzelnen Moleküls oder Atoms bestimmt ist. In den USA sind daher Versuche in Gang gesetzt, aus Eigenschwingungen von  $\text{NH}_3$ -Molekülen oder Cs Atomen elektrische Resonanzfrequenzen abzuleiten, die als Frequenz- oder Zeitmaßstab dienen können. Die Abstimmung eines induzierenden äußeren elektrischen oder ma- gnetischen Wechselfeldes auf derartige Eigenfre- quenzen von Molekülen oder Atomen geschieht hier- bei über die Absorption der Energie des Wechsel- feldes durch die resonierende Eigenschwingung des Moleküls oder Atoms.

Die  $\text{NH}_3$ - und die Cs-Uhr sind komplizierte apparative Gebilde erheblichen technischen Auf- wandes. Das induzierende äußere Wechselfeld wird von den elektrischen Schwingungen einer Quarzuhr unter Zwischenschaltung von Frequenzvervielfachern geliefert, die die Quarzhrenfrequenz synchron auf den Wert der Frequenz der resonierenden Spektral- linie zu transformieren haben. Die Abweichung der so vervielfachten Quarzhrenfrequenz von der Eigen- frequenz der Spektrallinie wird automatisch bestimmt und über Regelglieder durch Korrektur der Quarz-



uhregrundfrequenz beseitigt. Um dies technisch erreichen zu können, gibt man der vervielfachten Quarzuhrenfrequenz durch Frequenzwobbelung den Charakter einer gedämpften Schwingung, deren Frequenzschwerpunkt annähernd dem der Spektrallinie gleich ist.

Etwas ausführlichere technische Veröffentlichungen liegen über die  $\text{NH}_3$ -Uhr, nur spärliche über die Cs-Uhr vor.

1. Die  $\text{NH}_3$ -Uhr. [31] Im Prinzip arbeitet die Uhr so, daß nach Vervielfältigung und Wobbelung

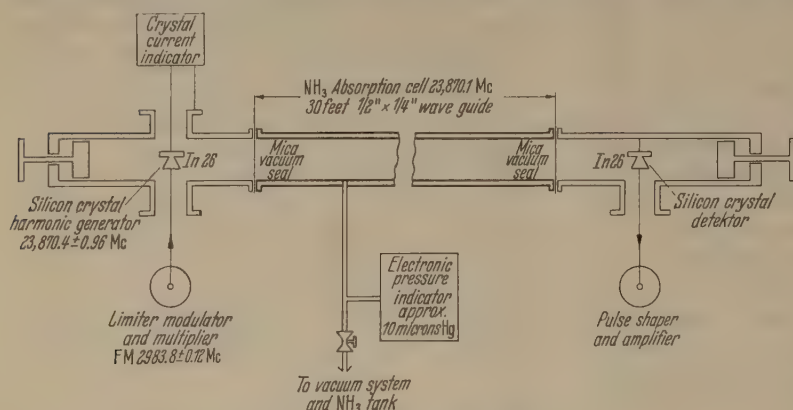


Abb. 19. Absorptionszelle einer  $\text{NH}_3$ -Uhr.

einer Frequenz einer Quarzuhr von 100000 Hz bis hinauf zum Betrag von  $(23870 \pm 0,96) \cdot 10^6$  Hz diese Frequenz mit einer  $\text{NH}_3$ -Spektrallinie der Frequenz  $23870 \cdot 10^6$  Hz zur Resonanz gebracht wird. Notwendig ist dazu eine Absorptionszelle, die mit dem  $\text{NH}_3$ -Gas bei einem Druck von 0,01 mm Hg gefüllt ist und durch die das induzierende elektrische Feld der gewobbelten Frequenz geleitet wird.

Abb. 19 zeigt die Absorptionszelle, ein rund 9 m langes Kupferrohr rechtwinkligen Querschnittes, in

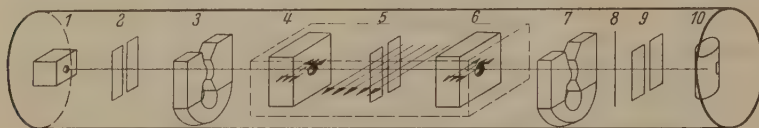


Abb. 20. Prinzip der Strahlsteuerung einer Cs-Uhr.

das man links die zu absorbierende Schwingung einführt, wobei man mittels eines Detektors die von der Quarzuhr herangebrachte Vorfrequenz von  $(2983,8 \pm 0,12) \cdot 10^6$  Hz noch auf die Absorptionsfrequenz zu verachtfachen hat, während dann rechts über einen gleichen Detektor die nun mehr oder weniger geschwächte Schwingung zwecks Nachregelung der Quarzuhr abgenommen und weitergeleitet wird.

Die Exaktheit, mit der Übereinstimmung zwischen der Frequenz der absorbierenden  $\text{NH}_3$  Schwingung und der der anregenden Schwingung des Wechselfeldes erzielt werden kann, ist im wesentlichen durch die Frequenzbreite  $\Delta f$  der Spektrallinie (Dämpfung der Linie) bestimmt. Die auch im ungestörten Zustand nicht beliebig schmale Linie wird durch den Dopplereffekt, durch Kollisionen der Moleküle untereinander und mit den Rohrwänden und durch Sättigung infolge von Störungen der Absorptionsfähigkeit bei zu hohen Energien verbreitert.

Aus der Bandbreite  $\Delta f$  eines Resonators (Halbwertsbreite), seiner Eigenfrequenz  $f_r$  und seinem log.

Dämpfungsdekrement  $\theta$  definiert man die Güte des Resonators zu  $Q = f_r / \Delta f = \pi / \theta$ . Auf die Frequenz eines Resonators der Güte  $Q$  kann im Mittel eine andere Frequenz mit einer Unsicherheit von  $\pm 0,004/Q$  des Frequenzwertes  $f_r$  abgestimmt werden. Die Halbwertsbreite  $\Delta f$  der  $\text{NH}_3$ -Spektrallinie [32] beträgt im nahezu ungestörten Zustand  $2 \cdot 10^{-7}$  Hz, ihr entspricht ein  $Q$  von  $\approx 1 \cdot 10^{17}$ ! Durch die Störeinflüsse wird  $Q$  jedoch praktisch auf  $5 \cdot 10^4$  bis  $1 \cdot 10^5$  herabgesetzt;  $Q$  liegt damit unter dem  $Q$ -Wert guter Steuerquarze, der  $3 \cdot 10^5$  bis  $> 1 \cdot 10^6$  beträgt.

Für die Unsicherheit der Resonanzbestimmung findet man dann etwa  $\pm 4 \cdot 10^{-8}$  der Frequenz  $f_r$ . Dies bedeutet, daß die  $\text{NH}_3$ -Uhr eine zufällige Gangschwankung  $\delta g$  von etwa  $\pm 0,004$  sec/d aufzuweisen hat. Damit liegt die Schwankung weit oberhalb der  $\delta g$ -Beträge der Quarzuhren, die, wie gezeigt,  $\pm 0,0001$  sec/d betragen.

Möglichkeiten, die Störeffekte zu verringern, sind denkbar, doch bei der Verwendung von  $\text{NH}_3$  als absorbierendes Gas in der Moleküluhr nicht realisierbar. Günstiger wird die Verwendung von  $\text{O}_2$  bei einer Temperatur von  $90^\circ \text{K}$  anstelle von  $\text{NH}_3$  beurteilt.

man soll  $Q = 8 \cdot 10^5$  erreichen.

2. Die Cs-Uhr. Die Verbreiterung der Halbwertsbreite  $\Delta f$  durch Dopplereffekt und Kollisionen von Partikeln läßt sich im Atomstrahl als Träger resonierender Atome vermeiden. LYONS [33] verwendet einen Atomstrahl aus Caesium im Spektralbereich von  $9,2 \cdot 10^9$  Hz. Dopplereffekt und Einfluß der Kollisionen werden bei transversaler Durchsetzung des Atomstrahls durch das induzierende magnetische Wechselfeld und durch Ausiebung der kollidierenden

Atome unterdrückt. LYONS gibt  $Q$  zu 10 bis  $30 \cdot 10^6$  an, so daß sich eine Unsicherheit der Frequenz zu  $\pm 1 \cdot 10^{-11}$  oder eine zufällige Gangschwankung  $\delta g$  zu  $\pm 0,00001$  sec/d berechnet: ein Betrag, der um eine Zehnerpotenz unter dem der Quarzuhren liegt!

Abb. 20 zeigt das Prinzip der auf einer magnetischen Kernresonanzmethode beruhenden Arbeitsweise der Uhr. Ein Atomstrahl wird in einem Ofen „1“ erzeugt und über eine Hochvakuumstrecke eines Druckes von  $10^{-7}$  mm Hg geleitet. Hierbei passiert der Strahl zwei fokussierende Magnetfelder „3“ und „7“, ein homogenes Gleichmagnetfeld „5“ und die beiden induzierenden Höchstfrequenz-Magnetfelder „4“ und „6“, deren Frequenz  $9192,54 \times 10^6$  Hz einer Larmor-Präzession des Cs-Atoms gleicher Frequenz entspricht. Im Resonanzfall wird das magnetische Moment präzessierender Atome geändert, die Atome werden ausgelenkt und der Strom durch den der Steuerung und Regelung der Felder „4“ und „6“ dienenden Detektor „10“ wird beeinflusst.

3. Die Gangleistungen. Nach LYONS ist die  $\text{NH}_3$ -Uhr über eine Periode von 4 Tagen und Nächten mit einer Gangkonstanz von  $\pm 0,0050$  sec/d gelaufen. Diese Gangkonstanz entspricht dem, was wir im Absatz 1 errechneten. Eine gute Quarzuhr vom Typ der Uhr IV der ehemaligen PTR, die ihren Gang innerhalb



3 Jahren nur um  $-0,0015 \text{ sec/d}$  systematisch  
rt, ist der Moleküluhr trotz der „Alterungser-  
nung“ also nicht nur gangmäßig, sondern auch  
htlich der Laufzeit weit überlegen. Eine der-  
e Moleküluhr spielt der Quarzuhr gegenüber keine  
re Rolle als die mit dem Meßfehler  $w$  behaftete  
nomische Zeitskala (s. Formel (5)).

ber die Gangleistungen der Cs-Uhr ist bisher  
s bekannt geworden. Die Aufrechterhaltung  
dauernden Laues der Uhr scheint noch größere  
ierigkeiten als bei der  $\text{NH}_3$ -Uhr zu bereiten. Doch  
. E. ein ununterbrochener Dauerbetrieb als Uhr  
in keiner Weise notwendig. Die Quarzuhren  
en für kurzzeitige Zeitbestimmung durchaus ihre  
be; hierfür ist kaum eine Molekül- oder Atom-  
rforderlich. Worin die Quarzuhren jedoch ver-  
t werden müssen, ist durch „Fixierung“ der  
en Werte der Alterungskoeffizienten  $a, b, \dots$   
ückbar. Dies könnte durch die Atomuhr als  
nator geschehen. Wenn die Cs-Uhr tatsächlich  
Gangkonstanz von  $\pm 0,00001 \text{ sec/d}$  über beliebig  
Zeit besitzt — da ja das Atom keine Alterungs-  
sinnung aufweisen soll —, dann könnten gegen die  
ach gewissen Zeitabständen einzuschaltenden  
sonatoren die ständig laufenden Quarzuhren  
Gänge nach mit hoher Genauigkeit kontrolliert  
n. Die jeweilige Laufdauer des Cs-Resonators  
e hierbei kurze Zeiten nicht zu überschreiten  
, damit verringern sich aber die an die Cs-Uhr  
ellenden technischen Anforderungen.

#### Zusammenfassung.

wurde gezeigt, daß die Quarzuhren an Gang-  
g den besten astronomischen Pendeluhr  
gen sind. Die Quarzuhrengänge sind durch ein-  
parabolische Gangfunktionen darstellbar, in  
die Koeffizienten  $a, b, \dots$  der zeitabhängigen  
er  $a \cdot t, b \cdot t^2, \dots$  sehr kleine Beträge erreichen,  
ß über große Zeitepochen Zeitbestimmungen  
führbar sind und jährliche periodische Schwan-  
n der astronomischen Zeit gemessen werden  
n. Die  $\text{NH}_3$ -Uhr der bisher bekannten Kon-  
tion ist einer guten Quarzuhr sowohl hinsichtlich

der Gangkonstanz als auch hinsichtlich der möglichen  
Laufzeit weit unterlegen. Die Cs-Uhr sollte der  
Quarzuhr, wegen  $a, b, \dots = 0$ , überlegen sein, doch  
sind ausführliche bestätigende experimentelle Er-  
gebnisse nicht bekannt. Dem Cs-Resonator dürfte  
vor der Cs-Uhr der Vorzug zu geben sein, da die an  
ihn zu stellenden technischen Anforderungen zur Zeit  
die geringeren sind.

**Literatur.** [1] SCHEIBE, A. u. U. ADELSBERGER: Phys.  
Z. **33**, 835, (1933). — [2] SCHEIBE, A. u. U. ADELSBERGER:  
Phys. Z. **37**, 185, (1936). — [3] SCHEIBE, A.: Erg. Ex. Naturw.  
**15**, 262, (1936). — [4] RIEFLER, S.: Präzisions-Pendeluhr  
u. Nickelstab-Kompensationspendel, München 1907. — [5] RE-  
SOLD, A.: Arch. dtsch. Seewarte **54**, H. 5, (1936). —  
[6] JONES, H. SPENCER: Rep. Progr. Ph. **4**, 17, (1937). —  
[7] BULLETIN HORAIRE: Juillet-Décembre 1949 und 1950,  
2me Série. — [8] BULLETIN HORAIRE: VI, 25, (1936). —  
[9] JONES, H. SPENCER: Endeavour **4**, 127, (1945). —  
[10] JACKSON, J. u. BOWYER, W.: M. N. **88**, 465, (1928);  
**90**, 268, (1929); **91**, 291, (1930). — [11] Ann. Franç. Chronom.  
**1**, 92, (1931). — [12] Ann. Franç. Chronom. **2**, 159, (1932);  
**6**, 31, (1936). — [13] GÖCKEL, H. u. M. SCHULER: ZS. Phys.  
**109**, 452, (1938). — [14] HOFER, G.: ZS. Phys. **126**,  
681, (1949). — [15] SCHULER, M.: Mechanische Schwingungs-  
lehre I, Wolfenbüttel, 1949, S. 47. — [16] MARRISON, W.:  
Bell. Syst. Techn. J. **27**, 550, (1948). — [17] BOOTH, C. F. u.  
F. J. H. LAVER, J. IEE **93**, 228, (1946). — [18] ESSEN, L.:  
Proc. roy. Soc. A., **155**, 498, (1936). — [19] ESSEN, L.: Proc.  
Phys. Soc. **50**, 413, (1938). — [20] GIEBE, E. u. A. SCHEIBE:  
ENT **5**, 65, (1928). — [21] ESSEN, L.: Proc. IEE **98**, II,  
154, (1951). — [22] MEACHAM, L. A.: Proc. IRE, **26**, 1278,  
(1938). — [23] SCHEIBE, A. u. U. ADELSBERGER: Die Quarz-  
uhren der Physik. Techn. Reichsanstalt, 1950, im Manu-  
skript vervielfältigt. — [24] SHAULL, J. M.: Proc. IRE, **38**,  
6, (1950). — [25] SCHEIBE, A. u. U. ADELSBERGER: ZS.  
Phys. **127**, 416, (1950). — [26] UHINK, W.: Astr. Nachr. **278**,  
99, (1950). — [27] SMITH, H. M.: Proc. IEE, **99**, 1, (1952). —  
[28] STOYKO, N.: C. R. **203**, 39, (1936) und **205**, 79, (1937);  
Bull. Acad. R. Belg. **37**, 378, (1951). — [29] FINCH, H. F.:  
Month. Not. Roy. Astr. Soc. **110**, 3, (1950). — [30] SCHEIBE, A.  
u. U. ADELSBERGER, ZS. Phys. **129**, 233, (1951). — [31] LY-  
ONS, H.: NBS Techn. News Bull. **33**, 17, (1949); NBS Techn.  
Rep. 1320; Horological Inst. of Amer. J. **4**, 11–20, Febr. u.  
7–14, März 1949. — [32] TOWNES, C. H.: J. Appl. Phys. **22**,  
1365, (1951). — [33] LYONS, H.: Proc. d. URSI, **8**, II, 49,  
(1950). — [34] SCHEIBE, A. u. U. ADELSBERGER: H. F. Techn.  
u. El. Ak. **43**, 37 (1934). — [35] DECAUX, B.: L'Onde Électrique  
**303**, 3 (1952). — [36] GONDOLATSCH, F.: Veröff. Astr. Rechen  
Inst. Heidelberg No. 5 (1953).

Dr. A. SCHEIBE, Braunschweig, Bundesallee. 100.

## Buchbesprechungen.

Schrödinger, E.: Statistische Thermodynamik. Leipzig:  
F. Vieweg 1952. 106 S. Kart. DM 4.—.

Diese Schrift ist eine von Dr. W. BLOCH, Berlin, durch-  
geführte Übersetzung des englischen Buches „Statistical  
Thermodynamics, a Course of Seminar Lectures, delivered in  
London — March 1944 at the School of Theoretical Physics,  
Institute Advanced Studies, Cambridge University  
London 1946“. Sie bringt also nichts ganz neues, aber  
durch die ausgesprochen individuelle Behandlung des  
Stoffes auch heute noch ganz aktuell. Die Vorlesungen waren,  
wie Schrödinger selbst betont, keine erste Einführung für  
Neulinge, sondern eher ein „Repetitorium“. Vor allem aber  
sind die entscheidenden Punkte, die häufig übergangen  
werden, ausführlicher dargelegt und besonders interessante,  
neue Probleme der Quantentheorie zusammen-  
gefasst. So wird die Methode der kanonischen Verteilung  
scharf behandelt, der Inhalt des zweiten Hauptsatzes  
eingehend diskutiert und das Paradoxon tiefgehend erörtert.  
Noch weitergehend werden Betrachtungen darüber, ob das Verschwinden der  
Entropie z. B. durch Übergang in Wärmestrahlung, auch bei  
statistischer Betrachtung zu ziehen ist, was es für Konse-

quenzen für das Weltall hätte, welche Bedeutung die HEISENBERG-  
sche Ungenauigkeitsrelation für die Statistik hat. Lassen  
wir SCHRÖDINGER selbst sprechen: „Wenn wir nicht annehmen  
wollen, daß diese Arten von Übergängen (Materie in Wärme-  
strahlung) unmöglich sind, müssen wir erstaunt sein, daß im  
Weltall noch so viel wägbare Materie vorhanden ist, wie wir  
vorfinden.“ Oder: „In der Tat halte ich die ganze Gitter-  
struktur für etwas, was einer stehenden DE-BROGLIE-Welle  
sehr verwandt ist.“ Diese Sätze sind Schlußfolgerungen aus  
strengen mathematischen Ableitungen. — Wer also in die  
tiefsten und teilweise kühnen Gedankengänge der modernen  
Statistik eindringen will und die hierzu nötigen mathematischen  
Ableitungen nicht scheut, dem kann die Lektüre des SCHRÖDINGER-  
schen Buches warm empfohlen werden.

W. MEISSNER.

Kober, H.: Dictionary of Conformal Representations.  
New York: Dover Publications 1952. 208 S. u. 477 Abb. \$ 3.95.

Nachdem vor einigen Jahren E. KAMKE ein ausführliches  
„Wörterbuch“ der Differentialgleichungen herausgegeben  
hat, in dem man so ziemlich alle bisher behandelten Differential-  
gleichungen, geordnet nach bestimmten Prinzipien, samt den



zugehörigen Literaturangaben nachschlagen kann, erscheint nun erfreulicher Weise ein solches für die verschiedenen konformen Abbildungen. Das Buch ist in fünf Teile eingeteilt, in denen der Reihe nach linear gebrochene Transformationen, Potenzen, Logarithmus und Exponentialfunktion, Polygonabbildungen und schließlich elliptische und Modulfunktionen behandelt werden. In jedem Teil werden zuerst die einfachen und dann aus ihnen zusammengesetzte kompliziertere Abbildungen angeführt. Die Anordnung erfolgt teils nach der betreffenden analytischen Funktion, teils nach den abzubildenden Bereichen. Die Seiten des Buches sind durch einen Strich in zwei Hälften geteilt, die linke ist der z-Ebene, die rechte den entsprechenden Gebilden der w-Ebene überlassen, wobei alles durch die zugehörigen Zeichnungen sehr anschaulich dargestellt wird. Zusammenfassend: eine sehr empfehlenswerte Neuerscheinung.

J. LENSE.

**Umstätter, H.** unter Mitwirkung von **R. Schwaben:** **Einführung in die Viskosimetrie und Rheometrie.** Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1952. 152 S. u. 106 Abb. DM 16.50.

Im Vorwort betont der Verf. daß es im Ausland zur Behandlung der die Viskosimetrie und Rheometrie (Fließkunde) betreffenden Fragen besondere Zeitschriften und rheologische Gesellschaften, die Kongresse abhalten, gibt, daß aber in Deutschland die verschiedenen an den einschlägigen Problemen arbeitenden Stellen wenig Fühlung untereinander haben. Erst 1951 sei eine Deutsche Rheologische Gesellschaft gegründet worden. Der Verf. sucht in seinem vorliegenden Buch das ganze vorliegende Material zusammenfassend zu behandeln, wobei er allerdings, wie er selbst betont, seine private Meinung in den Vordergrund rückt. Wenn es dem Referenten auch zweifelhaft ist, ob die immer weiter gehende Spezialisierung im Interesse der Sache liegt, ob nicht vielmehr eine Behandlung im Rahmen der angewandten Physik und auf den Tagungen des Verbandes physikalischer Gesellschaften und deren Fachausschüssen zweckmäßiger ist, so ist die zusammenfassende Schrift des Verf. zweifellos verdienstvoll. Das Buch bildet in vieler Hinsicht ein wertvolles Nachschlagewerk über die einschlägigen Fragen. Die 3 Hauptteile behandeln: Die Viskosität als Materialkonstante, die mathematischen Grundlagen der Viskosimetrie, die absoluten Viskosimeter. Hierbei ist die Abweichung von der NEWTONschen Definition der Viskosität überall miteinbezogen, also die Rheometrie mitbehandelt. Andererseits ist das, was über die mathematischen Grundlagen gebracht wird, recht elementar und keineswegs vollständig. Z. B. wird die zweite Zähigkeitskonstante, die in den allgemeinen phänomenologischen Grundgleichungen auftritt, nicht erwähnt. Die turbulente Strömung zäher Flüssigkeiten ist nicht behandelt. Neue, für die Fließerscheinungen wichtige Arbeiten wie die KOCHENDÖRFERS sind nicht aufgeführt. Dagegen enthält das Buch sehr viele, sonst schwer zu findende Einzelheiten über die verschiedenen Arten von Viskosimetern. Ein Anhang enthält Abschnitte über Fehlerquellen in der Kapillarviskosimetrie, über Thermostate, Manometer, Chronometer, Kapillarkalibriergeräte, Viskosigramme. — Wenn also das Buch des Verf. auch in vieler Hinsicht recht speziell ausgerichtet ist, so kann es den an den behandelten Gebieten Interessierten doch als eine wertvolle Informationsquelle empfohlen werden.

W. MEISSNER.

**Brunst, W.:** **Das elektrische Widerstandsschweißen.** Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1952. 290 S., 408 Abb., 59 Tafeln. DM 42.—

Während die Anwendungsgebiete und Vorteile der Schmelzschweißverfahren außer durch Veröffentlichungen, durch gute Lehrbücher, Vorträge, Vorlesungen und besondere Betreuung seitens der an ihr interessierten Herstellerindustrie von Gasen, Zusatzwerkstoffen und Geräten in verhältnismäßig kurzer Zeit bekannt wurden, ist die Verbreitung der Kenntnisse über die Widerstandsschweißverfahren sehr stiefmütterlich behandelt worden. Es ist daher besonders zu begrüßen, daß sich der Springer-Verlag entschlossen hat, in seiner bekannt guten Ausführung ein grundlegendes Buch über die aus der blechverarbeitenden Industrie nicht mehr wegdenkbare elektrische Widerstandsschweißung, die heute etwa 20% des Umsatzes der gesamten Schweißtechnik ausmacht, herauszugeben. Es ist damit wieder eine Lücke in der schweißtechnischen Literatur geschlossen worden, obwohl noch Wünsche offen bleiben, um es als Standardbuch über dieses Gebiet bezeichnen zu können. Der Verfasser behandelt zunächst in einer für den Buchumfang etwas zu ausführlichen Form

metallkundliche und metallurgische Fragen der Schweißwerkstoffe; dann geht er ausführlich auf die Grundlagen der Widerstandsschweißung ein und erläutert in eingehender Weise alle die die Schweißung und besonders die Schweißheizung beeinflussenden physikalischen und technischen Einzelgrößen. Er schafft so das Verständnis für das darauffolgende Kapitel der Punkt- und Nahtschweißung. Im weiteren Kapitel betreffen das Naht- und Buckelschweißung und geben einen kurzen Einblick. Erfreulich, daß über Buckel- und Kegelstumpfschweißung schon einige wertvolle Angaben über Festigkeit, Schweißdaten und Buckelform gemacht werden. Die Kapitel über die Wulst-, und Abbauschweißung müßten ergänzt werden, da auf diesen Gebieten in Deutschland, auch für die Verschweißung legierter Stähle und NE-Metalle, viele Erfahrungen vorliegen.

Zusammenfassend kann man das Erscheinen dieses Buches freudig begrüßen. Es kann nach Ergänzung bei einer Neuauflage — insbesondere was Anwendungsbeispiele, Schweißdaten und Festigkeitswerte betrifft, welche evtl. in Form von Nomogrammen für die einzelnen Werkstoffe, Blechstärken und Verfahren gezeigt werden könnten, als das wichtigste Lehrbuch über das bisher in den Einzelheiten zu wenig bekannte und doch so wichtige elektrische Widerstandsschweißung angesehen werden. Es kann bestens Lehrkräften und Ingenieuren sowie Fachingenieuren empfohlen werden und wird sicherlich auch im Ausland entsprechende Anerkennung finden.

L. WOLFF.

**Grimsehl-Schallreuter-Seeliger:** **Lehrbuch der Physik.** Bd. III. Leipzig: Teubner 1952. VII, 337 S. u. 455 Abb., 1 Tafel. DM 12.50.

Der 3. Band (Optik) des altbekannten Werks ist ganz im Geist des bereits erschienenen 2. Bds. gehalten: Durch eine schickere Anordnung ist gegenüber der früheren Auflage eine konzentriertere Darstellung möglich geworden, was die Annahme neuer Abschnitte wie Elektronen- und Röntgenoptik, Farbenmetrik u. a. erlaubte. Alle Abschnitte über physikalische Optik sind vor die geometrische Optik gesetzt. Das bringt allerdings einige Schwierigkeiten mit sich: Der Leser kann z. B. den Strahlengang in dem bereits hier behandelten Spektralapparat nicht verstehen. Zweckmäßigerweise wäre doch ein kleiner Abschnitt über die optische Abbildungslehre als Kollimation vorweggebracht. In diesem wäre auch leicht die fehlende Umwandlung von Winkelgrößen unendlich fern liegender Dinge in Längen in der Brennebene unterzubringen. Ganz denklich hält der Bericht die Einfügung der Photometrie in diesen Teil. Obwohl sonst unter „Licht“ auch infrarotes und ultraviolette „Licht“ verstanden ist, bezieht sich die Photometrie doch nur auf die Lichtempfindung. Dieses Kapitel gehört in die vorzüglich dargestellte physiologische Optik. Daß das „mechanische Lichtäquivalent“ eine bedenklige Größe ist, müßte ebenfalls betont werden. Abgesehen von solchen Einzelheiten, an denen sich die Kritik stößt und die jedem Buch vorkommen, gibt das Werk eine vorzügliche Darstellung des Gesamtgebiets der Optik, die auch die Röntgenstrahlphysik und die Elektronenoptik umfaßt.

G. JOOS.

**Eder, F. X.:** **Moderne Meßmethoden der Physik.** Teil Mechanik, Akustik. Berlin: Deutscher Verlag der Wissenschaften 1952. 340 S. u. 288 Abb. Ganzleinen DM 13.30.

Das Buch entspricht seiner Zielsetzung nach ungefähr dem „Kohlrausch“. Verfasser legt aber im Gegensatz zu diesem Werk keinen Wert auf möglichst vollständige Aufzählung aller Methoden zur Messung einer bestimmten Größe, wobei wenig Einzelheiten gegeben werden können, vielmehr gibt eine ins einzelne gehende Darstellung der gebräuchlichsten Methoden, deren Grundlagen lehrbuchartig erläutert werden. Ein schönes Beispiel ist die Quarzuhr, bei der der Leser sofort Notwendige über Piezoelektrizität erfährt. Der bisher erschienenen 1. von 4 Bänden umfaßt die Mechanik. Besonders wertvoll erscheint dem Bericht der Abschnitt über Kristallphysik, in welchem auch die Herstellung von Einkristallen ausführlich angegeben ist. Etwa  $\frac{1}{3}$  des Bandes nimmt die Akustik ein, hier werden die für die Technik so wichtigen modernen elektroakustischen Methoden in klarer Form wiedergegeben. Das vorzügliche Buch, das aus einer Physik-Vorlesung im mittleren Semester hervorgegangen ist, entspricht in seinem Niveau etwa den Anforderungen, die eine solche Vorlesung, die Vorkenntnisse stellt, es ist aber auch für den im Labortätigen fertigen Physiker ein höchst wertvolles Nachschlagewerk. Er wird dort die Einführung in viele Problemkreise wie z. B. die Regeltechnik finden, die ihm oft das Lesen von Spezialwerken erspart.

G. JOOS.



**ckner, H.: Gastafeln.** 2. Auflage. München: R. Olden-  
1952. 222 S. u. 15 Abbildungen. Geb. DM 24.50.

Untertitel des Buches „Physikalische, thermodyna-  
und brenntechnische Eigenschaften der Gase und  
er Brennstoffe“ zeigt schon, daß es sich nicht nur um  
ein handelt. Aber auch nach dem Untertitel wird man  
vermuten, daß sich in dem Buch Tabellen für die Dichte  
etalle, von Legierungen, Baumaterialien, flüssigem  
und flüssigem Stickstoff sowie Tabellen für die lineare  
nung von Metallen und anderen festen Stoffen finden,  
Abschnitt von 10 Seiten der Thermometrie gewidmet  
Abschnitt von 4 Seiten der Barometrie. Bei der noten  
Kürze kommen dabei verschiedene Dinge zu kurz.  
wird der sachkundige Leser nach dem Abschnitt über  
ometrie glauben, daß der Widerstand des Platins linear  
r Celsius-Temperatur abhängt, was keineswegs der Fall  
wäre wohl besser gewesen, bei den abseits liegenden  
auf andere gute Bücher zu verweisen. Doch findet man  
Buch auch das, was man darin sucht: Längere Ab-  
e und Tabellen über Spezifische Wärme, Dissociation  
leichgewichtskonstanten der Gase, Bildungswärme,  
eubetragung, Heizwert, Luftbedarf, Verbrennungs-  
raturen, Zündtemperaturen, Flammpunkte, Zündge-  
digkeit, praktische Angaben über Kennfarben von  
itungen, Farbanstriche von Stahlflaschen, Vergiftungen  
Gase usw. Hilfstabellen enthalten Zusammenstellungen  
laßsysteme, Einheiten u. dgl. — Wegen der eigent-  
Stoff behandelnden, gut gelungenen Abschnitte dürfte  
ch nicht nur für Ingenieure sondern auch für viele tech-  
Physiker wertvoll sein. W. MEISSNER.

**ch, We.: VDI-Wasserdampftabellen** mit einem  
- $(i, s)$ -Diagramm auf einer besonderen Tafel. 3. Aufl.  
eitet von E. Schmidt. München: R. Oldenbourg.  
-Göttingen-Heidelberg: Springer 1952. 64 S. u.  
l. Preis DM 10.50.

Zahlentafeln und das MOLLIER-Diagramm sind im  
lichen ein unveränderter Abdruck der 2. Auflage. In  
zahlentafeln sind die Werte der Zustandsgrößen des  
en Punktes hinzugefügt. Die Einführung ist den neuen  
tionalen Vereinbarungen über die grundlegenden Ein-  
angepaßt und in der Fassung geändert, um die Ab-  
der Formeln für die Enthalpie und Entropie aus der  
schen Zustandsgleichung und die thermodynamischen  
ungen zwischen diesen Größen besonders gut erkennen  
sen. — Die Neubearbeitung durch einen ersten Fach-  
wie E. SCHMIDT bietet die Gewähr dafür, daß der bis-  
hohe wissenschaftliche Standpunkt der Behandlung des  
und die Exaktheit des Inhaltes der Wasserdampftafeln  
besteht, wenn nicht noch erhöht ist. Es kann keinem  
l unterliegen, daß auch die neue Auflage im Inland und  
sland wie bisher das Standard-Werk für die wissenschaft-  
Grundlagen der Dampftechnik bilden wird. W. MEISSNER.

**user, W.: Grundlagen der Elektronenoptik.** Wien:  
rer 1952. X u. 699 S. m. 445 Abb. Ganzleinen  
20.—

Der Verfasser setzt außer den Elementen keine Vorkennt-  
n voraus und steigt, alles Nötige selbst entwickelnd, bis  
llenmechanischen Behandlung der Probleme auf. Nach  
Einleitung, die einen Überblick über die wichtigsten  
onenoptischen Geräte (Elektronenmikroskope sind in  
schen Schnittzeichnungen und Photographien geläufiger  
le wiedergegeben) liefert, werden im I. Teil die Ab-  
gelfelder und die Gaußsche Dioptrik in allen Einzel-  
behandelt. Klar werden die Analogien, aber auch die  
schiede zwischen Licht- und Elektronenoptik heraus-  
eitet, die Eigenschaften rotationssymmetrischer elek-  
trischer und magnetischer Felder abgeleitet, sowie die Bahn-  
nungen durchgeführt. Man findet dort vieles, was in  
ndläufigen Büchern nicht erwähnt ist, z. B. die Existenz  
naximalen Grenzvergrößerung der magnetischen Einzel-  
n. In diesem Abschnitt sind die chromatischen Aberrationen  
hsennahe Strahlen mitbehandelt. Der II. Teil bringt  
herweise die Theorie der Aberrationen 3. Ordnung, die  
n kleinen Öffnungen und Gesichtsfeldern im Gegensatz  
chtoptrik für die Praxis völlig ausreichend ist. Sie ist  
aut auf dem Eikonal in Analogie zur Wirkungsfunktion  
AMILTONSchen Mechanik. Bekanntlich treten im  
stischen Feld zu den 5 klassischen Bildfehlern der Optik  
weitere durch die Bildrehung bedingte hinzu. Bei den

bescheidenen Korrektionsmöglichkeiten weist der Verfasser  
darauf hin, daß, wieder im Gegensatz zur Lichtoptik, die  
praktische Aufgabe zunächst in der Berechnung dieser Fehler  
besteht, um zu entscheiden, ob das Auflösungsvermögen dem  
so berechneten entspricht und erst, wenn dieses der Fall ist,  
eine Korrektion in Frage kommt. Die Ermittlung der Kaustik-  
flächen ist eingehend behandelt und durch die Wiedergabe von  
Modellen illustriert. Der III. Teil enthält die wellentheore-  
tische Verfeinerung der Abbildungslehre. Besonders eindrucks-  
voll sind gitterartige Bilder die allein durch Eingriff in das im  
Sinne Abbes primäre Bild erzeugt sind. Dieser Teil wird durch  
die schwierige, mehr für die Erkenntnis als für die Praxis wich-  
tige wellen-theoretische Untersuchung der Überlagerung von  
Beugung und Aberration beschlossen. Eine umfangreiche  
Bibliographie fehlt selbstverständlich nicht. Das Buch, das  
für lange Zeit das Standardwerk der Elektronenoptik sein  
dürfte, ist so klar aufgebaut und so schön ausgestattet, daß  
man nur wünschen möchte, daß ihm einmal ein analoges  
Werk über lichtoptische Instrumente — das ihm am nächsten  
kommende BORNsche Buch nach diesem Teil der Optik seinem  
Wesen nach nur einen verhältnismäßig kleinen Abschnitt  
widmen — zur Seite gestellt werden könnte. G. JOOS.

**Oberdorfer, G.: Lexikon der Elektrotechnik.** Wien:  
Springer 1951. 488 S. u. 371 Abb. Geb. DM 20.—

Das Lexikon nimmt eine Mittelstellung zwischen Lehrbuch  
und Wörterbuch ein. Als Lehrbuch zum Nachschlagen kann  
es dienen, da bei jedem Stichwort nicht nur seine Bedeutung  
sondern meist auch die wissenschaftliche Grundlage für den  
betreffenden Begriff, vielfach unter Verwendung von mathe-  
matischen Formeln, angegeben wird. Ein Wörterbuch ist das  
Lexikon insofern, als bei jedem Stichwort das entsprechende  
Wort in englischer und französischer Sprache steht und dem  
Buch außerdem Verzeichnisse der englischen und der fran-  
zösischen Stichwörter mit deutscher Übersetzung angehängt  
sind. Man kann also im Lexikon, indem man bei den zu-  
gehörigen deutschen Stichwörtern nachschlägt, die Bedeutung  
von englischen bzw. französischen elektrotechnischen Fach-  
wörtern, die einem aufstoßen, feststellen. — Der Raum für die  
näheren Erklärungen der einzelnen Stichwörter ist recht  
unterschiedlich. Z. B. sind dem Stichwort „Zugförderung,  
elektrische“ 7 Seiten mit zahlreichen Abbildungen einge-  
räumt, wobei der derzeitige Stand in Frankreich, Österreich  
und Schweden behandelt ist. Vielen anderen Stichwörtern  
sind nur wenige Zeilen gewidmet. Bei vielen wird auf andere  
Stichwörter, wo der betreffende Begriff schon mit erklärt ist,  
verwiesen. Am Schluß sind noch Begriffe, die durch vor-  
gesetzte Zeichen  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  ... international definiert sind, zu-  
sammengestellt, sowie Tabellen angefügt für das periodische  
System der Elemente, internationale und absolute elektrische  
Einheiten, von  $\mu_0$ ,  $\epsilon_0$ ,  $\sigma$ , Newton, Joule, As, Normalelement-  
spannung in internationalen und absoluten neuen Einheiten.  
— Für eine Neuauflage hat Verf., wie er im Vorwort schreibt,  
wesentliche Erweiterungspläne, z. B. bezüglich Hinzunahme  
weiterer Sprachen. — Da der technische Physiker doch sehr  
viele Arbeiten auf den Grenzgebieten der Elektrotechnik  
lesen muß, ohne mit der elektrotechnischen Nomenklatur  
genau vertraut zu sein, dürfte das Lexikon für ihn vielleicht  
noch wertvoller als für den Elektrotechniker sein, da es  
ihm ein rasches Orientieren und Rekapitulieren auf den ein-  
schlägigen Gebieten ermöglicht. W. MEISSNER.

**Laue, M. v.: Die Relativitätstheorie.** Zweiter Band,  
3. Aufl. Die allgemeine Relativitätstheorie. Braunschweig:  
Vieweg 1953. 204 S. u. 12 Abb. DM 15.80.

Nach genau 30 Jahren ist nun auch der 2. Band von  
v. LAUES Relativitätstheorie in neuer Auflage erschienen, so  
daß endlich wieder ein modernes Standardwerk der allge-  
meinen Relativitätstheorie in deutscher Sprache zur Ver-  
fügung steht. Natürlich hat diese lange Pause manche Ver-  
änderungen erfordert, wobei allerdings der Aufbau im wesent-  
lichen derselbe bleiben konnte. Nach einigen einleitenden  
Ausführungen, in denen LAUE in der umstrittenen Frage der  
Rotationsbewegung im Gegensatz zu einigen anderen Autoren  
die Auffassung vertritt, daß sie auch in der allgemeinen  
Relativitätstheorie etwas Absolutes bleibe, wird zunächst  
wieder den mathematischen Grundlagen eine ausführliche  
Darstellung gewidmet und dadurch die Ableitung der Einstei-  
schen Feldgleichungen und deren Diskussion wesentlich er-  
leichtert. Sehr zu begrüßen ist bei den kosmologischen  
Problemen die Aufnahme der nichtstationären Lösungen von  
FRIEDMAN und LEMAITRE, die seit HUBBLES Entdeckung der



Expansion des Kosmos besonders bedeutungsvoll geworden sind. Dagegen vermißt man im Kapitel über die Fortführungen der Theorie einen Hinweis auf die Arbeiten von KALUZA, PAULI, JORDAN, und HECKMANN. Andererseits wird dort KOHLERS Theorie der doppelten Maßbestimmung ein breiter Raum gewährt, obwohl diese mit ihrer schwerwiegenden Modifizierung des Äquivalenzprinzips EINSTEINS Theorie nach Ansicht des Referenten in einem entscheidenden Punkte verändert. So bringt v. LAUES Werk über seinen Charakter als Lehrbuch hinaus auch dem Fachmann manche wertvolle Anregung. Möge es der allgemeinen Relativitätstheorie viele neue Freunde erwerben!

A. HAUG.

**Zuhrt, H.: Elektromagnetische Strahlungsfelder.** Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1953. XIV u. 473 S. mit 170 Abb. DM 53.50.

Das vorliegende Buch gibt eine klare und bis zu tieferen Problemen vordringende Einführung in die Theorie der elektromagnetischen Strahlungsfelder. Der Stoff ist in vier Abschnitte gegliedert. Nach den im ersten Abschnitt bereitgestellten Grundlagen werden im zweiten Abschnitt in knapper Darstellung die leitungsgeführten Strahlungsfelder behandelt. Das Hauptgewicht liegt auf der im dritten Abschnitt behandelten Antennenstrahlung. Es werden eine Reihe von Näherungsmethoden und Methoden zur strengen Berechnung der Strahlungsfelder von Antennen gegeben, die zum Teil bis zur zahlenmäßigen Auswertung durchgeführt sind. Dieser Abschnitt, der 16 von den 30 Kapiteln des Buches umfaßt, gibt einen Überblick über die neuen Methoden und Ergebnisse der Antennentheorie. Der letzte Abschnitt ist der Wellenausbreitung gewidmet. Das Kernstück dieses Abschnitts bildet die im Kapitel 27 durchgeführte strenge Berechnung der Wellenausbreitung um die Erde.

Das Buch führt den Leser von den klar und ausführlich behandelten allgemeinen Grundlagen bis zu vollständig durchgeführten Einzelproblemen und zeigt so den Weg zur selbständigen Behandlung ähnlicher Aufgaben. R. MÜLLER.

**Rawer, K.: Die Ionosphäre.** Groningen-Holland: P. Noordhoff N. V. 1953. 189 S. u. 67 Abb. DM 18.20.

Das Buch ist eine zusammenfassende Darstellung der Ionosphärenphysik und der Fragen der Radiowellenausbreitung in der Ionosphäre. Es behandelt sowohl die elektrische Echolotung als auch die anderen Beobachtungsmöglichkeiten (z. B. Nordlichter, geomagnetische Erscheinungen), vor allem die daraus gewonnenen Ergebnisse, ferner eingehend die Ionosphärenschichten und deren zeitliche Änderungen und Störungen. Das letzte Kapitel befaßt sich mit den verschiedenen praktisch verwendeten Methoden, aus den Ionosphären Daten die Wellenausbreitungsverhältnisse zu ermitteln, und mit der Vorhersage der Ionosphären Daten. Der Verfasser erleichtert das Vordringen zu den aktuellen Fragen dadurch sehr, daß er die umfassende Darstellung auf kleiner Seitenzahl unterbringt unter Verzicht auf viele theoretische Details und Apparaturbeschreibungen. Fast überall in dem Buch findet man die Erklärung der Erscheinungen oder eine gründliche Diskussion der verschiedenen Erklärungsversuche.

H. POEVERLEIN.

**Stackelberg, M. v.: Kalorisch-Chemische Rechenaufgaben.** Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1952. III, 71 S. u. 2 Abb. DM 5.80.

Von dem angesehenen Verfasser, der sich in Unterricht und Forschung allgemein anerkannte Verdienste erworben hat, werden auf engem Raum (auf 24 Seiten) 31 gut ausgewählte und klar formulierte Aufgaben und (auf 28 Seiten) dazu die sorgfältig und verständlich ausgearbeiteten Lösungen gebracht, wobei allerdings noch einige Druckfehler richtigzustellen sind. In kurzen Vorbemerkungen (5 Seiten) und einem Anhang (10 Seiten) werden die nötigen Begriffe, wie Enthalpie, Affinität und Entropie erläutert, wobei das

Wesentliche kurz zusammengestellt ist. Als Ziel dieser Aufgabensammlung ist in der Einleitung nicht ein Erfassen des vollen Apparates der thermodynamischen Formulierung, sondern die Vermittlung eines praktischen Vertrautseins mit den Grundlagen des behandelten Gebietes bezeichnet. Dieses Ziel wird tatsächlich ganz ausgezeichnet erreicht.

Das Studium der Schrift kann nicht nur sämtlichen Chemikern, sondern auch den Physikern wärmstens empfohlen werden, soweit sich diese für die Anwendungen der Thermodynamik interessieren und auch vor chemische Probleme gestellt werden. Das kleine Buch ist zweifellos für den chemischen Unterricht ganz außerordentlich wertvoll und dazu beitragen, das praktische Wissen der Studierenden vervollständigen.

C. A. KNORR.

**Oswatitsch, Kl.: Gasdynamik.** Wien: Springer 1952. XII, 456 S., 300 Abb. Geb. DM 78.—

Die „Gasdynamik“, worunter man die Lehre von der Strömung kompressibler Medien versteht, hat in den letzten vier Jahrzehnten — besonders unter dem Einfluß der Luftfahrt — einen gewaltigen Aufschwung erfahren. Der Verfasser, z. Z. Dozent an der Kgl. Techn. Hochschule in Stockholm und bis zum Ende des zweiten Weltkrieges langjähriger Mitarbeiter von Prof. PRANDTL am Kaiser-Wilhelms-Institut für Strömungsforschung in Göttingen, hat sich der dankenswerten Aufgabe unterzogen, das sehr umfangreiche, aber vielen, z. T. nur schwer zugänglichen, in- und ausländischen Zeitschriften und Abhandlungen niedergelegte Forschungsmaterial der älteren und besonders auch der neueren Zeit sichten und in einer zusammenfassenden Darstellung niederzulegen. Dabei wird das Hauptgewicht nicht so sehr auf mathematischen Fragen gelegt, die dabei eine Rolle spielen, sondern vielmehr auf die klare Herausarbeitung der physikalischen Gesichtspunkte, die ihren Niederschlag in vielen technischen Anwendungen finden.

Ausgehend von den Grundlagen der Thermodynamik werden die gasdynamischen Gesetze der ein-, zwei- und dreidimensionalen Strömung behandelt und zwar im Unterschallgebiet, in Schallnähe und im Überschallgebiet. Unsicherheiten auch die Darlegungen in der Hauptsache auf „reibungsfreie“ Strömungen beschränken, so enthält das Buch doch auch einen kurzen Abschnitt über Grenzschichtfragen, wo allerdings die Turbulenz außer Betracht bleibt. Im übrigen findet der interessierte Leser aber alles, was zum Studium dieses sich ständig weiter entwickelnden Wissenszweiges notwendig ist.

W. KAUFMANN.

**Uhrentechnische Forschung — Skiflug. Festschrift Dr. Reinhard Straumann.** Stuttgart: J. F. Steinkopf Verlag 1952. 235 S., 7 Abb. DM 32.—

Die Erklärung des merkwürdig heterogenen Titels ist einfach. Das Buch ist eine Festschrift für den wissenschaftlich wie wirtschaftlich und auch sportlich hoch bedeutenden Schweizer Uhrenindustriellen STRAUMANN, der nicht nur das berühmte Federmaterial Nivarox in Zusammenarbeit mit der *Vakuumschmelze Hanau* entwickelt hatte, sondern auch, veranlaßt durch einen eigenen Ski-Unfall, als erster die aerodynamischen Verhältnisse beim Skisprung untersuchte. So kreisen die Beiträge, deren hohes wissenschaftliches Niveau durch Namen wie KERSTEN gewährleistet ist, um die beiden Pole: Grundlagen der Präzisionsuhren und Skiaerodynamik. Selten findet man irgendwo eine so schöne Darstellung des Einflusses verborgener magnetischer Vorgänge wie hier. Neu wird wohl auch für die allermeisten Leser der Mikrodynograph sein, ein Uhrenpendel, das mit Hilfe eines Kathodenstrahlzyllographen nicht nur den Gang, sondern auch das charakteristische Schlagrausch einer Taschenuhr aufnehmen läßt, die zu diesem Zweck nur an das Gerät gehalten zu werden braucht. Das Buch, z. B. durch die werkstoffkundlichen Beiträge weit über die Uhrentechnik hinausgreifend, zeichnet sich auch durch eine glänzende Ausstattung aus, z. B. sind farbige Reproduktionen von STRAUMANNschen Aquarellen eingefügt.

G. JOOS.